



## Dimensionsløse gradienter af vindhastighed og temperatur i det atmosfæriske overfladelag

Mortensen, Niels Gylling

*Publication date:*  
1985

*Document Version*  
Publisher's PDF, also known as Version of record

[Link back to DTU Orbit](#)

*Citation (APA):*  
Mortensen, N. G. (1985). *Dimensionsløse gradienter af vindhastighed og temperatur i det atmosfæriske overfladelag*. Risø National Laboratory. Risø-I No. 209

---

### General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Risø - I -

<p>Title and author(s)</p> <p>Dimensionsløse gradienter af vindhastighed og temperatur i det atmosfæriske overfladelag</p> <p>Niels G. Mortensen</p>	<p>Date August 1985</p> <p>Department or group</p> <p>Afdelingen for Meteorologi og Vindenergi</p> <p>Group's own registration number(s)</p>
<p>140 pages + 12 tables + 59 illustrations</p>	
<p>Abstract</p>	<p>Copies to</p> <p>Library (2)</p>

Intentionally left blank

DIMENSIONSLØSE GRADIENTER AF VINDHASTIGHED OG TEMPERATUR  
I DET ATMOSFÆRISKE OVERFLADELAG

Rapport over specialestudie

udført af

Niels Gylling Mortensen

Geografisk Centralinstitut

Københavns Universitet

April 1985



Intentionally left blank

Indhold:	Side
1. FORORD .....	1-1
2. INDLEDNING .....	2-1
2.1. JYLEX eksperimentet .....	2-2
2.2. Afgrænsning og formulering af opgaven .....	2-4
3. JYLEX MAST 3 .....	3-1
3.1. Lokalitet .....	3-1
3.2. Instrumentering I: profilmålinger .....	3-3
3.3. Instrumentering II: varians- og covariansmålinger .	3-6
3.4. Datamaterialet .....	3-10
4. VURDERING AF DEN ANVENDTE INSTRUMENTERING .....	4-1
4.1. Kopanemometre .....	4-1
4.1.1. Kalibrering .....	4-1
4.1.2. Skalarvind contra vektorvind .....	4-2
4.1.3. Overspeeding .....	4-4
4.1.4. Angulært respons .....	4-6
4.2. Ultrasonisk anemometer/termometer .....	4-9
4.2.1. Kalibrering .....	4-9
4.2.2. Beregning af vindvektoren .....	4-11
4.3. Sammenligning af målte vindhastigheder .....	4-11
4.3.1. Effekten af forskellige midlingstider .....	4-12
4.3.2. Interpolation i vindprofilet .....	4-12
4.3.3. Mastens indflydelse på vindfeltet .....	4-14
4.3.4. Drift i kalibreringer .....	4-16
4.3.5. Resume af forudsætninger .....	4-18
4.3.6. Sammenligningen .....	4-19
4.3.7. Sammenfatning og konklusion .....	4-25
4.4. Temperaturmåling .....	4-28
4.4.1. Absolut temperatur .....	4-28
4.4.2. Temperaturgradienter .....	4-32
4.5. Varians- og covariansmålinger .....	4-33

5. PROFILANALYSE OG DIMENSIONSLØSE GRADIENTER .....	5-1
5.1. Indre grænselag .....	5-1
5.2. Overfladens egenskaber .....	5-5
5.2.1. Nulplansforskydning .....	5-5
5.2.2. Ruhedslængde .....	5-8
5.3. Approksimation af vertikale gradienter .....	5-14
5.4. Den termiske stabilitet i overfladelaget .....	5-17
5.5. Den dimensionsløse vindhastighedsgradient .....	5-19
5.5.1. $\phi_m$ ved nær-neutrale forhold .....	5-19
5.5.2. $\phi_m$ under ustabile forhold .....	5-25
5.5.3. $\phi_m$ under stabile forhold .....	5-28
5.6. Den dimensionsløse temperaturgradient .....	5-32
5.6.1. $\phi_h$ ved nær-neutrale forhold .....	5-33
5.6.2. $\phi_h$ under ustabile forhold .....	5-34
6. MÅLTE OG ESTIMEREDE FLUXE AF MOMENT OG FRI VARME .....	6-1
6.1. Friktionshastighed .....	6-1
6.3. Den turbulente flux af fri varme .....	6-6
7. SAMMENFATNING OG KONKLUSION .....	7-1
8. LITTERATUR .....	8-1
APPENDIKS	
A1. Oversigt over datamaterialet .....	A1-1
A4. Kalibrering af kopanemometre .....	A2-1
A3. Temperaturmåling og strålingsskærme .....	A3-1
A4. Kalibreringer af barometer og hygrometre .....	A4-1

## 1. FORORD.

Denne rapport er skrevet som afløsningsopgave ved specialestudiet i naturgeografi ved Geografisk Centralinstitut, Københavns Universitet.

I praksis er specialeopgaven udført ved Meteorologisektionen, Afdelingen for Meteorologi og Vindenergi, Forsøgsanlæg Risø. Meteorologisektionen har ikke alene stillet datamaterialet frit til rådighed, men har også bidraget med ideelle arbejdsbetingelser, herunder adgang til edb-ressourcer, uden hvilke dette arbejde ikke kunne have været gennemført. Tak for det!

Der skal rettes en særlig tak til Søren E. Larsen, der introducerede mig til Meteorologisektionen og datamaterialet; til Gunnar Jensen, hvis omhyggelige behandling og kontrol af de meteorologiske data er grundlaget for hele denne rapport; til Ib Troen for hjælp og opmuntring undervejs; samt til alle i Meteorologisektionen iøvrigt.

Sidst, men ikke mindst, skal der rettes en tak til min vejleder Henrik Søgaard, Geografisk Centralinstitut.

Risø, april 1985.

Niels G. Mortensen

Intentionally left blank

## 2. INDLEDNING.

Et grundlæggende bånd på de fysiske processer der foregår ved jordoverfladen udgøres af den tilgængelige energi, udtrykt i energibalanceligningen

$$R_N = Q_G + Q_H + Q_E \quad (1)$$

hvor  $R_N$  er nettostrålingen,  $Q_G$  er energiudvekslingen med jorden, og  $Q_H$  og  $Q_E$  er energiudvekslingen med atmosfæren i form af fri og bundet varme. Her er set bort fra advektion, energiomsætningen ved biologiske processer, ved smeltning/frysning af vand etc., da disse ofte er af mindre betydning end de 4 omtalte poster. I princippet kan alle leddene i energibalancen måles direkte, men i praksis er det vanskeligt og forbundet med betydelige omkostninger, at måle de turbulente transporter  $Q_H$  og  $Q_E$ . Disse bestemmes derfor oftest inddirekte ved energibalancemetoden eller profilmetoden.

Idet nettostrålingen og varmekluxen til jorden er væsentlig lettere at bestemme end de turbulente transporter, kan (1) betragtes som en bestemmelse af summen af  $Q_H$  og  $Q_E$

$$Q_H + Q_E = R_N - Q_G \quad (2)$$

For at bestemme  $Q_H$  og  $Q_E$  behøver vi endnu en ligning om det ene eller begge leddene. Energibalancemetoden bygger på, at forholdet mellem  $Q_H$  og  $Q_E$  - Bowenforholdet - kan bestemmes ved en vertikal differensmåling af temperatur og fugtighed.

Profilmetoden består i at bestemme  $Q_H$  fra temperatur- og vindprofiler og/eller  $Q_E$  fra fugtigheds- og vindprofiler. Et centralt mål for grænselagsmeteorologien er derfor at bestemme sammenhængende mellem de turbulente fluxe af impuls, fri varme og vanddamp, og de vertikale profiler af de tilhørende egenskaber: vindhastighed, temperatur og specifik fugtighed.

Det er disse flux/gradient relationer - for impuls og fri varme - som denne rapport omhandler.

Da datamaterialet er indsamlet ved et eksperiment, hvis hovedformål er et andet end emnet for denne opgave, skal der i det følgende gives en kortfattet beskrivelse af dette eksperiments baggrund.

## 2.1. JYLEX eksperimentet.

JYLEX eksperimentet er et meteorologisk eksperiment, iværksat og gennemført af Afdelingen for Meteorologi og Vindenergi ved Forsøgsanlæg Risø, med det formål at undersøge vindfeltets ændring på mesoskala ved strømning fra vand til land:

"Formålet med projektet er at undersøge, hvorledes overfladestresset og luftens termiske stabilitet, og den med disse faktorer forbundne vindhastighed, når til ligevægt ved strømning fra vand til land.

Teoretiske såvel som eksperimentelle undersøgelser af disse forhold har hidtil kun været udført ud til afstande af ca. 4 km fra overflade skiftet. Resultatet af disse undersøgelser er, at forholdene ud til disse afstande er vel forståede, mest for termisk neutrale situationer og mindre for termisk stabile og ustabile situationer.

Til dato har der ikke været foretaget systematiske undersøgelser af ændringen af luftstrømningen ud til større afstande (20-50 km), selv om der findes indikationer for at indsvingninger mod ligevægt fortsætter ud til disse afstande, med ringere hastighed end indenfor den første kilometer. Disse forhold har stor betydning i forbindelse med vurdering af vindenergipotentialet for placeringer i afstanden



1-20 km fra kysten og i forbindelse med modellering af forureningsspredning fra kilder langs kysten."

(Forslag til EFP-81 projekt)

(Meteorologisektionen, Risø)

Ønsket om et forholdsvis simpelt ruhedsskift på en skala af 1-30 km, dvs. et område med lille relativt relief samt ensartet arealbenyttelse og uden for megen bebyggelse, opfyldes indenfor Danmark bedst i Vestjylland, hvor hedesletterne udgør sådanne områder. Ydermere er Vestjylland gunstigt på grund af de fremherskende vest- og sydvestlige vindretninger. Det er imidlertid få steder hvor hedesletterne når helt ud til vestkysten, de er oftest adskilt fra havet af udstrakte klitområder eller diger, som vil have en forstyrrende indflydelse på vindfeltet. Kun ved f. eks. Nisum Fjord og Ringkøbing Fjord er overgangen fra hedeslette til vandflade (lagune) ukompliceret, idet barriere- og tangedannelser her danner grundlaget for klitrækkerne, der befinder sig adskillige km vest for ruhedsskiftet.

JYLEX eksperimentet består af 4 meteorologiske master, hvoraf de 3 er opstillet på den delvis transgrederede hedeslette mellem Skovbjerg og Varde Bakkeø, henholdsvis ca. 0.1, 1 og 4 km fra Ringkøbing Fjord. Den fjerde mast er opstillet i randområdet af Skovbjerg Bakkeø, ca. 30 km fra Ringkøbing Fjord. Masterne benævnes 1, 2, 3 og 4 fra vest mod øst og de er hhv. 31, 24, 24 og 24 m høje. Der måles profiler af vindhastighed (i hhv. 6, 3, 3 og 6 højder), temperatur (4, 2, 2, 3 højder) og vindretning (2 højder). Ved mast 1 og 4 endvidere af relativ fugtighed (2 højder) og vindstød (2 højder). Lufttrykket måles ved mast 1 og 4 og globalstråling ved mast 1. Ved mast 3 er opsat et ultrasonisk anemometer/termometer der måler varianser og covarianser af hastigheds- og temperaturfluktuationerne, herunder den turbulente transport af impuls og fri varme.

Der henvises iøvrigt til appendiks 1 for en fuldstændig oversigt over de målte parametre, og til kapitel 3 for et kort over området samt en nærmere beskrivelse af instrumenteringen.

## 2.2. Afgrænsning og formulering af opgaven.

Grundlaget for opgaven er målingerne indsamlet ved JYLEX mast 3. Her måles de turbulente transporter af impuls og fri varme direkte, og en undersøgelse af flux/gradient relationerne for disse egenskaber er derfor mulig.

Den teoretiske ramme for beskrivelsen af observationerne udgøres af Monin-Obukhov similaritetsteori. Der skal ikke gives et resume af denne her, der henvises til f. eks. Businger (1973), Wyngaard (1973) og Panofsky & Dutton (1984) for en udførlig omtale af de dele af similaritetsteorien, der er aktuelle i denne sammenhæng. Notationen i opgaven er traditionel og følger ovennævnte referencer.

Forudsætningerne, hvorunder similaritetsteorien for overfladelaget er udledt, omfatter stationaritet, horisontal homogenitet og konstans af de turbulente fluxe med højden. Ingen af disse forudsætninger er strengt opfyldt i det atmosfæriske overfladelag, men kan i praksis tilnærmes ved omhyggelig valg af lokalitet, måleperioder og målehøjder.

Monin-Obukhov similaritetsfunktionerne, her de dimensionsløse gradienter af vindhastigheden og temperaturen, kan generelt ikke fastlægges - hverken deres form eller konstanternes størrelse - udfra teoretiske betragtninger, men må bestemmes eksperimentelt, og der eksisterer en omfattende litteratur om forsøg på at bestemme disse funktioner. JYLEX eksperimentet adskiller sig fra hovedparten af ovennævnte undersøgelser mht. datamaterialets omfang, lokaliteten og den anvendte instrumentering. Disse forskelle, samt de nævnte forudsætninger for at anvende similaritetsteorien, har naturligt ført til de 3 emner som opgaven er koncentreret om. For det første vil vi forsøge at bestemme flux/gradient relationerne "klimatologisk", idet datamaterialet omfatter mere end 1 1/2 års sammenhængende målinger. Dette medfører indlysende begrænsninger mht. nøje udvælgelse og kontrol af målingerne. I denne opgave er det valgt ikke at filtrere datamaterialet på forhånd, men kun udelukke

målinger hvor det er overvejende sandsynligt at der har forekommet fejl i instrumenteringen. For det andet kan lokaliteten ikke, selv om terrænoverfladen har en simpel geometri og arealudnyttelsen er relativt ensartet, betragtes som horisontal homogen. Vi vil derfor beskrive lokaliteten og overfladens egenskaber og forsøge at skønne hvilken indflydelse disse har for bestemmelsen af flux/gradient relationerne. For det tredje vil vi undersøge den anvendte instrumentering detaljeret. Dels fordi profilinstrumenteringen udgøres af standard meteorologiske sensorer, beregnet på "ubemandet" drift uden strømforsyning, og som sådan underlagt visse begrænsninger; dels fordi dette arbejde repræsenterer den første undersøgelse af det samlede JYLEX datamateriale.

Som et hjælpemiddel ved analysen af de målte vind- og temperaturprofiler, er der lavet en simpel "model" hvormed de anvendte analysemetoder er testet. Modellen genererer syntetiske profiler af vindhastigheden på grundlag af eksisterende flux/profil relationer (Businger et al., 1971; Paulson, 1970). Ved at variere fluxene af impuls og fri varme kan den termiske stabilitet varieres systematisk, og vindprofiler under forskellige stabilitetsforhold beregnes. I disse profiler kendes vindhastigheden og gradienten eksakt i enhver højde, således også de aktuelle målehøjder, og metoder til interpolation af vindhastigheden og approksimation af gradienten kan derfor vurderes. En lignende model er beskrevet af Stearns (1970).

Intentionally left blank

## 3. JYLEX MAST 3.

## 3.1. Lokalitet.

Den meteorologiske station JYLEX mast 3 er beliggende i den nordligste del af Skjern Ådal, ca. 3 km vest for Skjern. Afstanden til Ringkøbing Fjord er ca. 4.5 km i vestlig retning, fig. 3.1. Med henvisning til fig. 3.1 inddeles mastens omgivelser i følgende karakteristiske sektorer, på grundlag af terrænets topografi og arealudnyttelse, bedømt ud fra kort i 1:25.000, samt besøg på lokaliteten.

## Sektor

## Beskrivelse

000-020 Meteorologisk mast samt engelsk-hytte og skur med datalogger, elektronik etc. (se senere).

020-125 Stærkt inhomogent opvindsstræk. Gård (030) med gammel have i 250 m's afstand og levende hegn. Umiddelbart (5-50 m) øst for masten er et vandhul med buske omkring. Gård (090) med omgivende have og træer i ca. 375 m's afstand. Fra 020 til 090 inhomogeniteter fra 5 m til adskillige km. Fra 090 til 125 stærkt inhomogent tæt på masten, men fladt og rimelig ensartet fra 30 m til 1 km: Ganer Ådal med græsningsarealer og marker med korn eller rodfrugter. Fra 1 km hæver terrænet sig op mod Skjern og der kommer bebyggelse og træer i 1.5 km's afstand.

125-155 Terrænet falder lidt i denne sektor, < 0.5 m, tæt på masten. Ellers rimelig ensartet flade over Ganer Ådal. Fra 1-1.5 km er der bebyggelse og levende hegn (Hedeby).

155-195 De første næsten 4 km udgøres af Skjern Ådal, derefter rejser Bøel Banke (Sortehøj) sig til en højde af 27 m.



Koterne i Skjern Ådal er typisk 0.7-1.2 m DNN og terrænet er karakteriseret af hældninger omkring 1:1000, maksimalt omkring 1:500. Der er ingen bebyggelse og levende hegn. Arealudnyttelsen er græsningsarealer og marker med korn og rodfrugter.

195-225 Som foregående sektor, men fladere fra 4 km. Omkring 210: overgang mellem to marker tæt på masten.

225-265 Som de to foregående sektorer, men fra ca. 4 km udgøres overfladen af Ringkøbing Fjord. Meget homogen sektor.

265-290 Overgangszone fra Skjern Ådal til højereliggende terræn. Terrænet hæver sig fra 1 m DNN til 2-3 m DNN fra syd mod nord. Hældninger større end i ådalen, op til 1:300, men på tværs af sektor. Ingen bebyggelse ud til 2.5 km, derefter spredt bebyggelse (Strandby) og enkelte levende hegn. Ringkøbing Fjord, som er omkring 13 km bred på dette sted, i 4.5 km's afstand.

290-360 Indenfor 1 km fra masten meget fladt og ensartet, men længere væk bebyggelse langs Stauningvejen og hyppige læhegn. Terrænet hæver sig yderligere mod nord og der optræder større hældninger (indsander).

Sektoren fra 225-265 udgør det absolut mest homogene opvindsstræk, mens sektorerne fra 155-225 og 265-290 kun for afstande over 3-4 km er mindre homogene. Sektoren fra 320-125 repræsenterer det mest inhomogene opvindsstræk, og desuden den største indflydelse fra masten (se senere). I den videre behandling er målinger fra denne sektor udelukket, med mindre andet er anført.

### 3.2. Instrumentering I: profilmålinger.

Den meteorologiske station består af en 24 m høj mast, monteret med de meteorologiske sensorer, en engelsk-hytte, samt et skur der indeholder dataopsamlingssystemerne. Masten er en åben



## MAST 3.

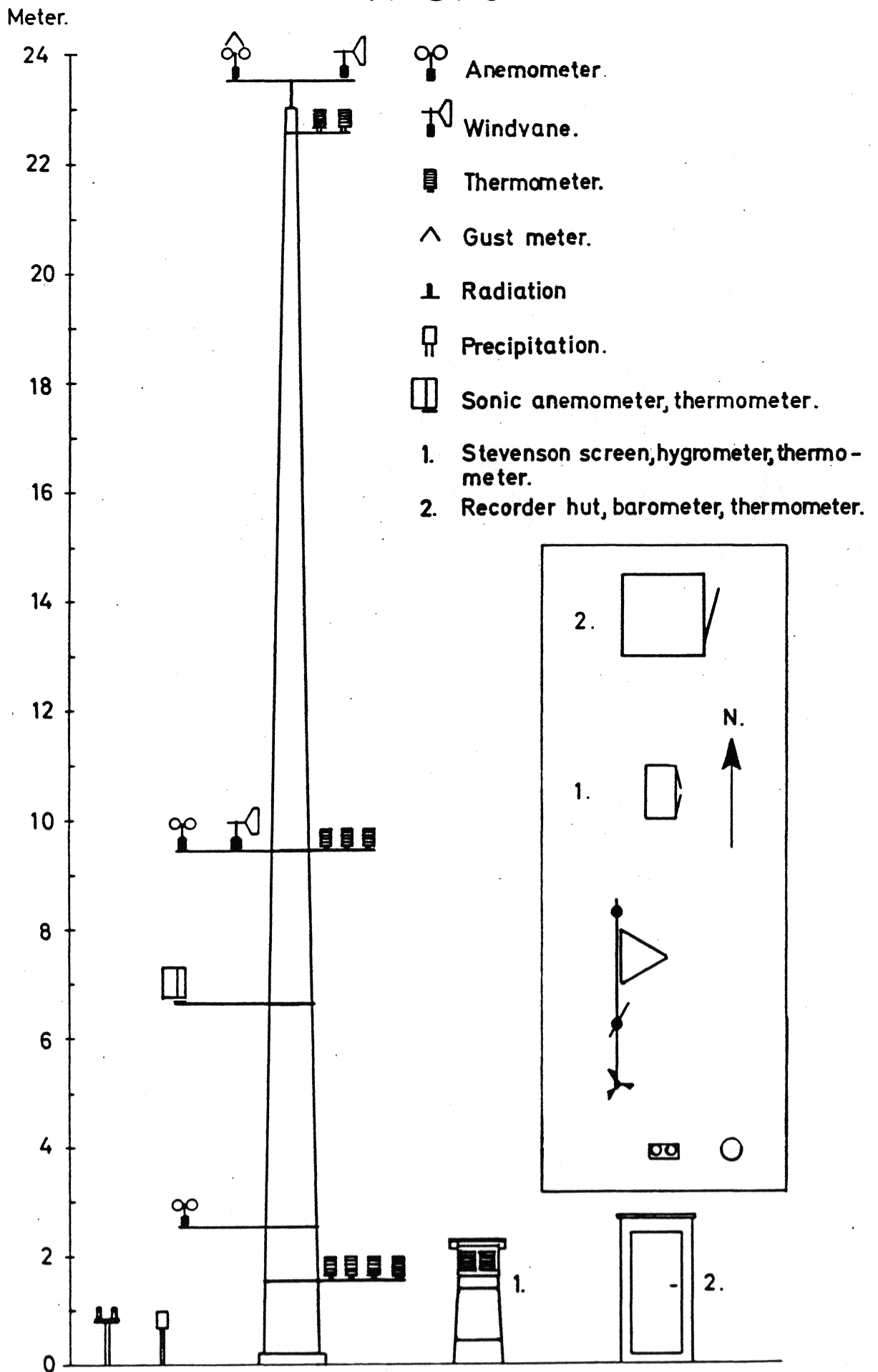


Fig. 3.2. Jylex mast 3.

gittermast i galvaniseret jern med et triangulært tværsnit, som ved jordoverfladen har sidelængden 0.8 m og i toppen af masten 0.2 m. Stationen og dens grundplan samt instrumenteringen af masten er vist i fig. 3.2. Det fremgår at der måles profiler af vindhastighed, temperatur og vindretning; se også appendiks 1.

Vindretning måles med vindfaner, Aanderaa type 2053/2750, monteret 10 og 24 m over terrænoverfladen. Vindretningen måles som den instantane retning hvert 10. min.

Vindhastighed måles med 3-kop anemometre af typen Risø-70 (Busch et al., 1979) fra fa. Absalon, med kulfiberforstærket koparrangement. Kopanemometrene har en teoretisk starthastighed på 0.25 m/s og deres karakteristiske længde er ca. 1.5 m (Busch et al., 1979). Vindhastigheder bestemmes som 10 minutters middelværdier; vindstød som den maksimale vindhastighed over 3 sekunder, indenfor de 10 min. Der er monteret kopanemometre 3, 10 og 24 m over terrænoverfladen. De to nederste kopanemometre er monteret 1.9 m fra masten i sydlig retning, det øverste på en bom ca. 0.8 m over selve mastens top.

Temperatur måles med pt-500 modstandstermometre, Aanderaa type 1289 og 1289A, der er monteret i strålingsskærme, Aanderaa type 4011, af Thaller-typen (Thaller, 1957). Luftens absolutte temperatur måles i 2 og 23 m, endvidere måles temperaturdifferensen direkte mellem disse to niveauer, samt mellem 2 m niveauet på masten og i samme højde i engelsk-hytten. Opløsningsevnen ved absolutmåling er  $<0.1$  C og ved differensmåling  $<0.05$  C. Responstiden for temperaturfølerne er omkring 1 min, afhængig af ventilationen. Temperaturmålingerne foretages momentant hvert 10. minut, med den tidsintegration som følerens og strålingsskærmens responstider indebærer. Temperaturfølerne er monteret fra 0.2 til 0.7 m fra masten, i nordlig retning.

Luftens fugtighed måles i den engelske hytte i 2 m's højde, med et hårhygrometer fra fa. Lambrecht (No. 800-L-100).

Registreringen af de meteorologiske data fra ovennævnte sensorer foretages med en mekanisk/elektronisk datalogger, Aanderaa DL-1.

Sensorerne scannes med 10 minutters interval, på klokkeslet 05, 15, ... , 55. Dataloggeren befinder sig i et isoleret skur (fig. 3.2) med mulighed for opvarmning, således at dens temperatur holdes indenfor visse grænser, og hurtige temperaturændringer undgås.

Endvidere måles kortbølget indstråling, nedbør samt en temperaturdifferens mellem 2 og 10 m med kunstigt ventilerede følere, men disse målinger er endnu ikke tilgængelige og skal derfor ikke omtales yderligere.

Sluttelig er der på masten, i 5.5 m's højde, opsat et ultrasonisk anemometer/termometer, Kaijo Denki DAT 300/TR-61B. I modsætning til profilinstrumenteringen, der er velkendt og i princippet har været benyttet i årtier i mikrometeorologiske undersøgelser, repræsenterer det ultrasoniske anemometer en forholdsvis ny teknik indenfor operationel (ubemandet) måling af vindhastighed og temperatur, og det skal derfor omtales mere indgående i det følgende afsnit.

### 3.3. Instrumentering II: varians- og covariansmålinger.

Det ultrasoniske anemometer/termometer, i det følgende omtalt som sonic anemometret, måler vindhastighedens komponenter på grundlag af den tilsyneladende hastighed som ultrasoniske lyd-pulser udbredes med i den forbistrømmende luft. Lydbølger udbredes lineært i luft; i stillestående luft med en tilnærmelsesvis konstant hastighed på ca. 340 m/s. Er luften i bevægelse vil lydens hastighed, målt i et fast koordinatsystem, være summen af lydens hastighed i luft og luftens hastighed i måleretningen i forhold til koordinatsystemet.

I praksis består anemometer-proben (TR-61B) af 3 par transducere arrangeret som vist i fig. 3.3. Vinklerne mellem de 3 vertikale planer gennem transducerne er 60 grader, og en ret linie gennem to sammenhørende transducere (målevejen) danner en vinkel på 45

**TR-61B Probe**  
 (for strong wind observation)  
 A,B,C axes crossing at 120°  
 for measurement of omnidirectional wind  
 Measuring range: 0~60m/s

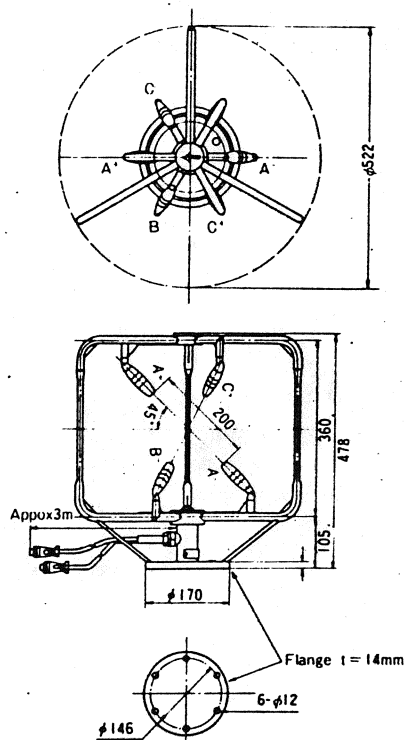


Fig. 3.3  
 Efter Kaijo Denki (1982)

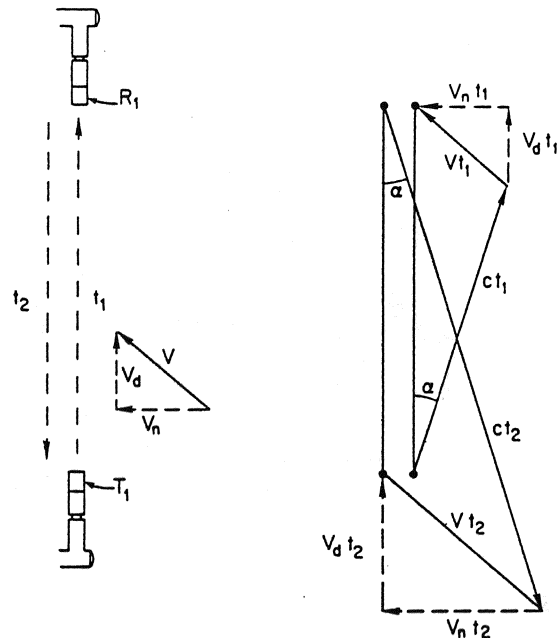


Fig. 3.4.  
 Efter Kaimal (1980)

grader med horisontalplanet. Proben er monteret ca. 1.2 m fra masten i sydlig retning og er orienteret således at pilen (fig. 3.3) vender mod nord. Afstanden mellem sammenhørende transducere er 20 cm. I fig. 3.4 er vist skematisk et par transducere. Ultrasoniske lydpulser udsendes skiftevis i modsatte retninger med en given frekvens. Den tilsyneladende lydhastighed er givet ved

$$d/t_1 = c \cos(\alpha) + V_d$$

$$d/t_2 = c \cos(\alpha) - V_d$$

(1)

hvor  $d$  er afstanden mellem transducerne,  $c$  er lydhastigheden i (stillestående) luft,  $V_d$  er luftens hastighed langs målevejen og  $\alpha = \sin^{-1}(V_n/c)$ ; hvor  $V_n$  er vindhastigheden vinkelret på målevejen, dvs.  $\cos \alpha \approx 1$ . (1) medfører umiddelbart

$$1/t_1 = (c \cos(\alpha) + V_d)/d \quad (2)$$

$$1/t_2 = (c \cos(\alpha) - V_d)/d$$

Forskellen mellem de reciprokke tider bliver da

$$1/t_1 - 1/t_2 = 2 V_d/d \quad (3)$$

hvorfra luftens hastighed langs målevejen kan isoleres

$$V_d = (d/2)(1/t_1 - 1/t_2) \quad (4)$$

Vindhastigheden bestemmes således på grundlag af måling af  $t_1$  og  $t_2$ . Som et absolut instrument er kalibreringen udelukkende bestemt af instrumentets design, og fraværet af bevægelige dele der skal bringes i dynamisk ligevægt med vinden, betinger et særdeles hurtigt respons på fluktuationer i vindhastigheden. Målefrekvensen for instrumentet er typisk 20 Hz. Endvidere er vindhastighedsmålingen i princippet uafhængig af luftens temperatur, fugtighed, tryk etc.

Givet de tre komponenter af vindhastigheden  $U_A$ ,  $U_B$  og  $U_C$  fra de 3 par transducere (fig. 3.3), kan de sædvanlige ortogonale komponenter  $u$ ,  $v$  og  $w$  findes ved en simpel koordinattransformation.

Lydens hastighed kan bestemmes ud fra (2), idet summen af de reciprokke tider i (2) bliver

$$1/t_1 + 1/t_2 = (2c/d)\cos(\alpha) \quad (5)$$

eller, idet  $\cos \alpha \approx 1$

$$c = (d/2)(1/t_1 + 1/t_2) \quad (6)$$

Lydens hastighed afhænger af temperaturen og fugtigheden på følgende måde (Schotanus et al., 1983)

$$c^2 = \gamma R T (1 + 0.51q) \quad (7)$$

hvor  $\gamma$  og  $R$  er konstanter,  $T$  er luftens temperatur og  $q$  er luftens specifikke fugtighed. Temperatursignalet er da givet ved (6) og (7)

$$T_s = (d^2/4\gamma R)(1/t_1 + 1/t_2)^2 \quad (8)$$

hvor  $T_s$  er

$$T_s = T(1 + 0.51q) \quad (9)$$

Den temperatur vi måler med sonic anemometret er således generelt forskellig fra luftens temperatur pga. fugtighedens indflydelse. I afsnit 4.5 vil vi se nærmere på dette forholds betydning for beregningen af fluxen af fri varme.

Som nævnt er sonic anemometret designet til at måle med en frekvens på 20 Hz, men på grund af mikrodatamaten (HP 85) der foretager dataopsamlingen i dette tilfælde, er målefrekvensen her 1 Hz. Målingerne integreres over 20 minutter og registreres på klokkeslet 10, 30 og 50. Tabel 3.1 viser de varianser og covarianser der indsamles med sonic anemometret. Herudover bestemmes størrelsen, retningen og hældningen af middelvindvektoren, samt middeltemperaturen.

	u	v	w	T
u	$\langle u'u' \rangle$	$\langle u'v' \rangle$	$\langle u'w' \rangle$	$\langle u'T' \rangle$
v		$\langle v'v' \rangle$	$\langle v'w' \rangle$	$\langle v'T' \rangle$
w			$\langle w'w' \rangle$	$\langle w'T' \rangle$
T				$\langle T'T' \rangle$

Tabel 3.1. Varianser og covarianser der indsamles med sonic anemometret.

Tabel 3.2 giver en oversigt over opløsningsevne og måleområde for de vigtigste sensorer der er omtalt i dette og det foregående afsnit.

System	Instrument	Opløsning	Måleområde	Enhed
Aanderaa:	Datalogger	1	0 - 1023	
	Vindhastighed	< 0.04	0 - 70	m/s
	Vindretning	1	0 - 360	grader
	Temperatur, abs.	< 0.1	-44 - 49	C
	- , rel.	< 0.05	+ - 24	C
Sonic:	Vindhastighed	0.005	0 - 60	m/s
	Temperatur, abs.	0.025	-10 - 40	C
	- , rel.	0.025	+ - 5	C

Tabel 3.2. Opløsningsevne og måleområde for de vigtigste sensorer på JYLEX mast 3.

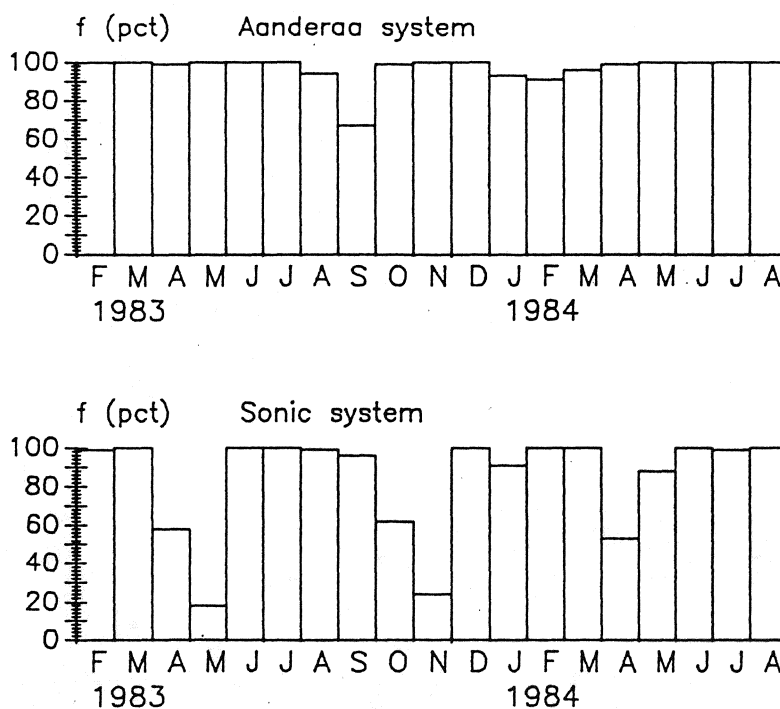
### 3.4 Datamaterialet.

Datamaterialet i JYLEX eksperimentet er indsamlet fra marts 1982 til august 1984, i alt 30 måneder. Dette svarer til 15 driftsår med en 10-kanals Aanderaa datalogger. Den månedlige effektivitet, defineret som den procentdel af driftstiden hvor der er indsamlet kvalificerede data, har i 88 pct. af månederne været over 90 pct. og effektiviteten for hele perioden er over 95 pct.

Sonic anemometret blev sat op i starten af februar 1983, og har således indtil august 1984 været i drift 19 måneder. Den samlede effektivitet for dette dataopsamlingssystem, der er afhængig af strømforsyning fra nettet, er ca. 85 pct. I fig. 3.5 er vist de månedlige effektiviteter for Aanderaa- og sonicsystemet på mast 3 for den periode som denne rapport omhandler. Det grundlæggende datamateriale består af ca. 80000 10-minutters scan fra Aanderaa systemet og ca. 35000 20-minutters scan fra sonic systemet.

De meteorologiske målinger indsamlet med Aanderaa datalogger er kvalitetskontrollerede ved visuel inspektion af de udtegnede tidsserier (G. Jensen, pers. medd.). Det samme er forsøgt med





M Fig. 3.5. Månedlig effektivitet af dataindsamlingen på JYLEX mast 3.

sonic målingerne, med den begrænsning der ligger i den mindre umiddelbare erfaring med hensyn til denne type data.

Datamaterialet fra mast 3 er benyttet i sin helhed i kapitel 4, mens der til brug for beregningerne i kapitel 5 og frem er udtaget et delmateriale; dels af ressourcemæssige årsager, dels på grundlag af de krav vi må stille til målingerne for at kunne benytte dem i denne forbindelse.

Delmaterialet er udvalgt efter følgende kriterier:

1. Der skal forekomme samtidige målinger af vindhastighed i 3, 10 og 24 m, vindretning i 24 m, temperatur i 2 m, temperaturforskel mellem 2 og 24 m, samt af målinger fra sonic anemometret.
2. Vindhastighederne i 3, 10 og 24 m skal være større end 1 m/s, idet kopanemometer målinger ved lavere vindhastigheder ikke er pålidelige (Busch et al., 1979)

3. Vindretningen skal være mellem 155 og 290 grader for at udelukke målinger som er influeret af masten (se senere) eller hvor opvindsstrækket er stærkt inhomogent.
4. Åbenlys instrumentel malfunktion må ikke forekomme. 120 sonic scan er udelukket af denne årsag. De er identificeret i de udtegnede tidsserier og repræsenterer oftest vejr situationer med høj relativ fugtighed og temperaturer omkring/lidt under 0 C. Overisning af transducerne ved isslag er sandsynligvis forklaringen på malfunktionen.

Som grundlæggende midlingstid er valgt de 20 minutters scan som sonic anemometret benytter. Aanderaa systemets midlingstid er 10 minutter og det registrerer på minuttal 05, 15, ... , mens sonic systemet registrerer på minuttal 10, 30 og 50 (fig. 3.6). De to scancykler kan således ikke bringes til at repræsentere samme midlingstid og Aanderaa målingerne er derfor behandlet som følger: vindhastigheder er beregnet som vægtede middelværdier

$$U = ( U_{n-1} + 2 U_n + U_{n+1} ) / 4 \quad (10)$$

og instantane målinger (temperatur, relativ fugtighed etc.) som middelværdien af to målinger

$$T = ( T_{15} + T_{25} ) / 2 \quad (11)$$

Med den ovenfor skitserede udvælgelse består delmaterialet af af ca. 12000 20-minutters scan.

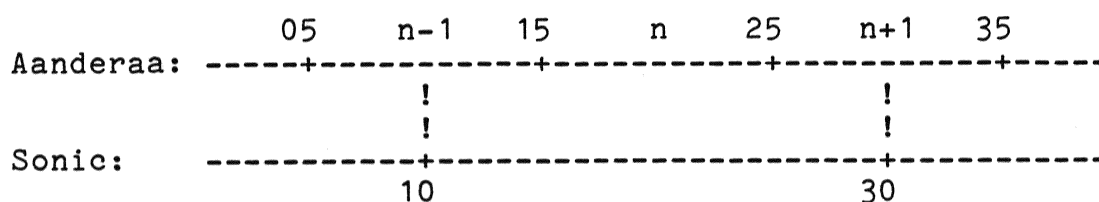


Fig. 3.6. Scanperioder for Aanderaa og sonic systemerne.

#### 4. VURDERING AF DEN ANVENDTE INSTRUMENTERING.

##### 4.1. Kopanemometre.

##### 4.1.1 Kalibrering.

Kopanemometrene er kalibreret i vindtunnel to gange i løbet af JYLEX eksperimentet; i august 1983 og i august 1984. I appendiks 2 er der gjort nærmere rede for forløbet og konsekvenserne af disse kalibreringer. På grundlag af en detaljeret undersøgelse - med samme type anemometre - af fejlkilderne ved kopanemometerkalibrering i vindtunnel (Skibsteknisk Laboratorium, 1984; Højstrup, 1984) samt de resultater der er opnået ved de to kalibreringer (G. Jensen, pers. medd.), er det vist i appendiks 2, at de anvendte kopanemometre har særdeles ensartede og konstante egenskaber. Det er blandt andet sandsynliggjort at driften i kalibreringen, for et vilkårligt anemometer, ikke overstiger 1 pct. efter et års uafbrudt drift. Sammenfattende kan vi derfor antage, med Busch et al. (1979), at nøjagtigheden ved måling af vindhastigheden i en horisontal, stationær og tilnærmelsesvis laminar strømning er bedre end  $\pm 1$  pct. ved hastigheder over 5 m/s, og ved lavere hastigheder bedre end  $\pm 0.05$  m/s. I den turbulente strømning i overfladelaget er nøjagtigheden, hvormed vi kan bestemme vindens middelhastighed, noget ringere (MacCready, 1966). Dette skyldes dels kopanemometrets respons på en ikke-horisontal vindvektor og dets ikke-lineære respons på longitudinale vindhastighedsfluktuationer; dels at kopanemometret ikke er retningsbestemt og derfor totaliserer strømningen uanset vindretning (dette er samtidig, udfra et operationelt synspunkt, en af kopanemometrets væsentlige fordele).

## 4.1.2. Skalarvind contra vektorvind.

Vindhastigheden bestemt med kopanemometer over en given midlingstid, her 10 minutter, beregnes som den samlede vindvej divideret med midlingstiden. Dvs. vi får et mål for middelfarten af den horisontale komponent af vinden, skalarvinden  $S$ . Udfra et teoretisk synspunkt er det imidlertid størrelsen  $U$  af den horisontale middelvindvektor vi er interesserede i. Disse to størrelser vil være forskellige medmindre vindretningsfluktuationerne er små, som f. eks. i en vindtunnel eller ved korte midlingstider i overfladelaget. Endvidere har vi brug for at estimere denne forskel når vi vil sammenligne kop- og sonic-anemometrene, idet sonic anemometret bestemmer middelvindhastigheden vektorielt.

Sammenhængen mellem  $S$  og  $U$  er givet ved (Bernstein, 1967)

$$U = S \exp(-\sigma_\theta^2 / 2) \quad (1)$$

hvor  $\sigma_\theta^2$  er variansen af vindretningsfluktuationerne, der antages normalfordelte. Denne varians kan approksimeres med (Hanafusa et al., 1982)

$$\sigma_\theta^2 = \frac{\overline{v'^2}}{U^2} = \frac{\sigma_v^2}{U^2} \quad (2)$$

hvor  $\overline{v'^2}$  er variansen af de laterale vindhastigheds-fluktuationer. Ved at benytte (2) kan (1) approksimeres til 2. orden som (Businger et al., 1971; Hanafusa et al., 1982)

$$U = S \left(1 - \frac{\sigma_v^2}{2U^2}\right) \quad (3)$$

Det fremgår af (3) at skalarvinden  $S$  altid vil være større end størrelsen af middelvindvektoren, dvs. kopanemometret overestimerer vindhastigheden. Den relative overestimering er proportional med kvadratet på den laterale turbulensintensitet. Fig. 4.1a viser forholdet mellem  $U$  og  $S$  som funktion af den laterale turbulensintensitet efter (3), og i fig. 4.1b er vist hyppighedsfordelingen af  $\sigma_v/U$  målt med sonic anemometret. Korrektionen af skalarvinden vil typisk være fra 0 til 3 pct.,

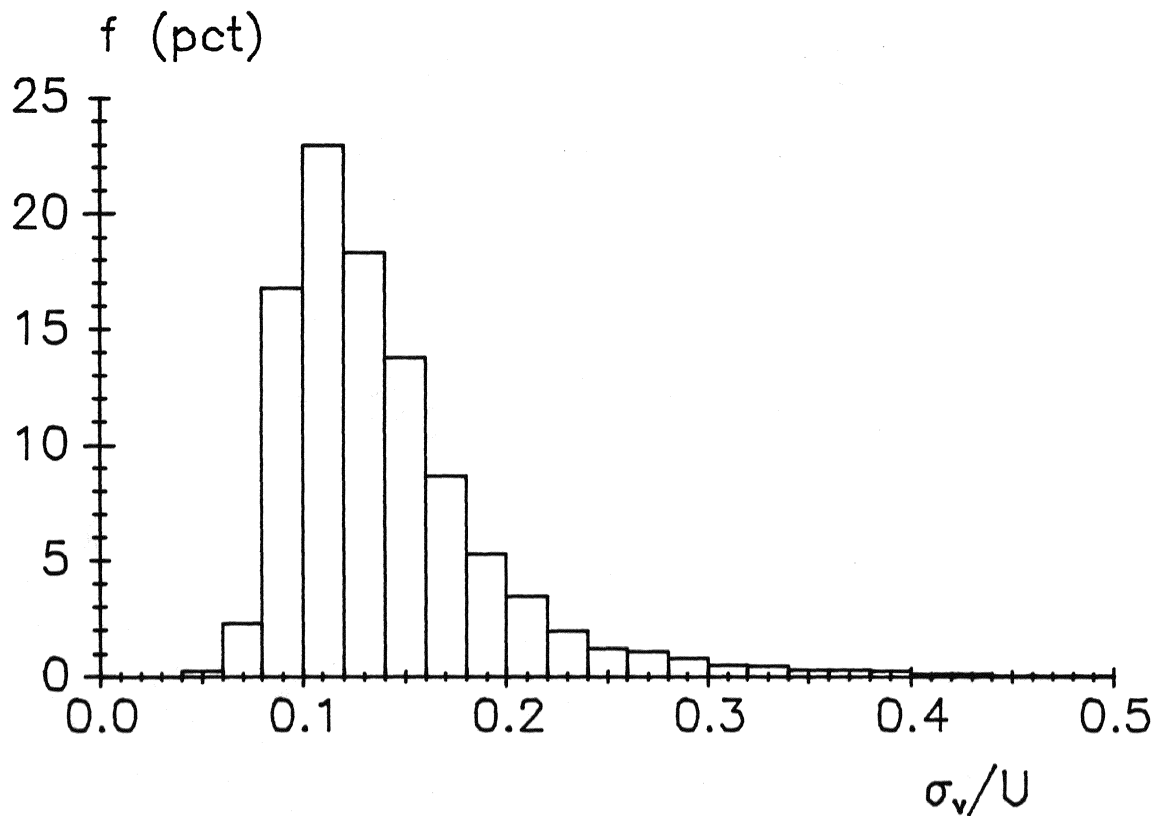
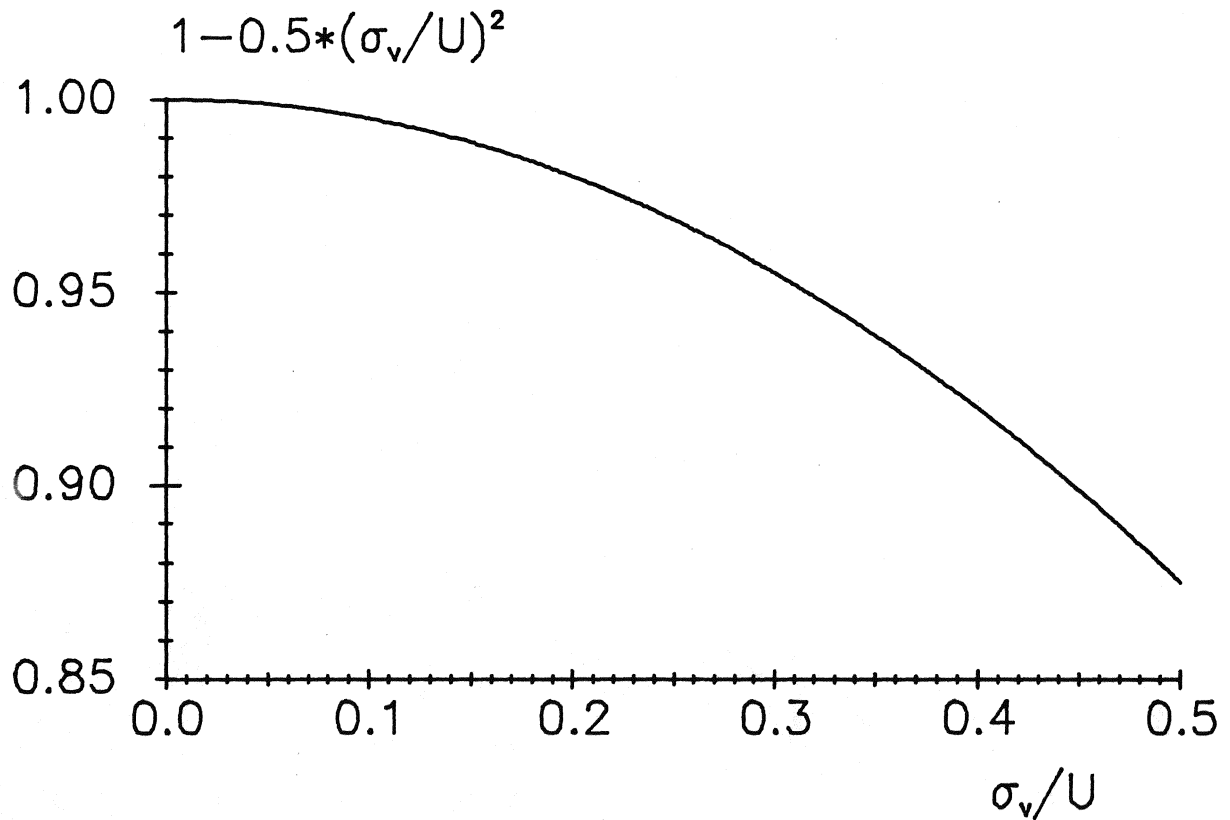


Fig. 4.1a-b.

- a. Forholdet mellem  $U$  og  $S$  i (3), dvs. den korrektionsfaktor vi skal multiplicere skalarvinden med for at få middelvindvektorens størrelse, som funktion af den laterale turbulensintensitet.
- b. Hyppighedsfordelingen af den laterale turbulensintensitet ved mast 3, målt med sonic anemometret.

men kan i ekstreme tilfælde, som f. eks. ved lav vindhastighed og stærk instabilitet, opnå en størrelse på 10 pct. Ved korrektion af kopanemometer-hastighederne antages  $\sigma_0$  invariant med højden (Panosky & Dutton, 1984); heraf følger, da korrektionensleddets størrelse er omvendt proportional med vindhastigheden, at korrektionsleddet er størst i den laveste målehøjde og aftager med voksende højde. Vindhastighederne i profilet bliver således lavere og profilet ændrer hældning. Bernstein (1967) angiver at  $\sigma_0$  falder svagt som funktion af højden, hvilket yderligere vil ændre profilets hældning i den angivne retning. Da  $\sigma_0$  er en voksende funktion af midlingstiden vil den anførte korrektionsprocedure, der er baseret på 20 min midlingstid, antagelig resultere i lidt for store korrektioner.

#### 4.1.3. Overspeeding.

Kopanemometret reagerer ikke-lineært på longitudinale vindhastighedsfluktuationer, således at responstiden er mindre ved en stigning i vindhastigheden, end ved et tilsvarende fald i denne (MacCready, 1966; Hyson, 1972; Kaganov & Yaglom, 1976). Da kopanemometret er kalibreret i en laminar strømning, vil det følgelig overestimere middelvindhastigheden i en turbulent strømning, den såkaldte overspeeding effekt. Størrelsen af overspeedingen er proportional med anemometrets karakteristiske længde og kvadratet af turbulensintensiteten, samt afhænger af turbulensens spektrale egenskaber (Ibid., Busch & Kristensen, 1976).

Mens der er bredere enighed om årsagerne til overspeedingen, har der hersket nogen uenighed om dens størrelse. MacCready (1966) angiver 1-2 pct. for et kopanemometer med  $l_0 = 1.0$  m; i modsætning til Izumi & Barad (1970) der, ved sammenligning af et tilsvarende kopanemometer med et sonic anemometer, og efter korrektion for mastens indflydelse, fandt en middelforskel på 10 pct. som de tilskrev overspeeding. Dette resultat er senere betvivlet af Gill (1973) og Wieringa (1980), der begge angiver 0 - 6 pct. som et sandsynligere estimat af den relative overspeeding. Hyson (1972) fandt, ved at bruge en numerisk

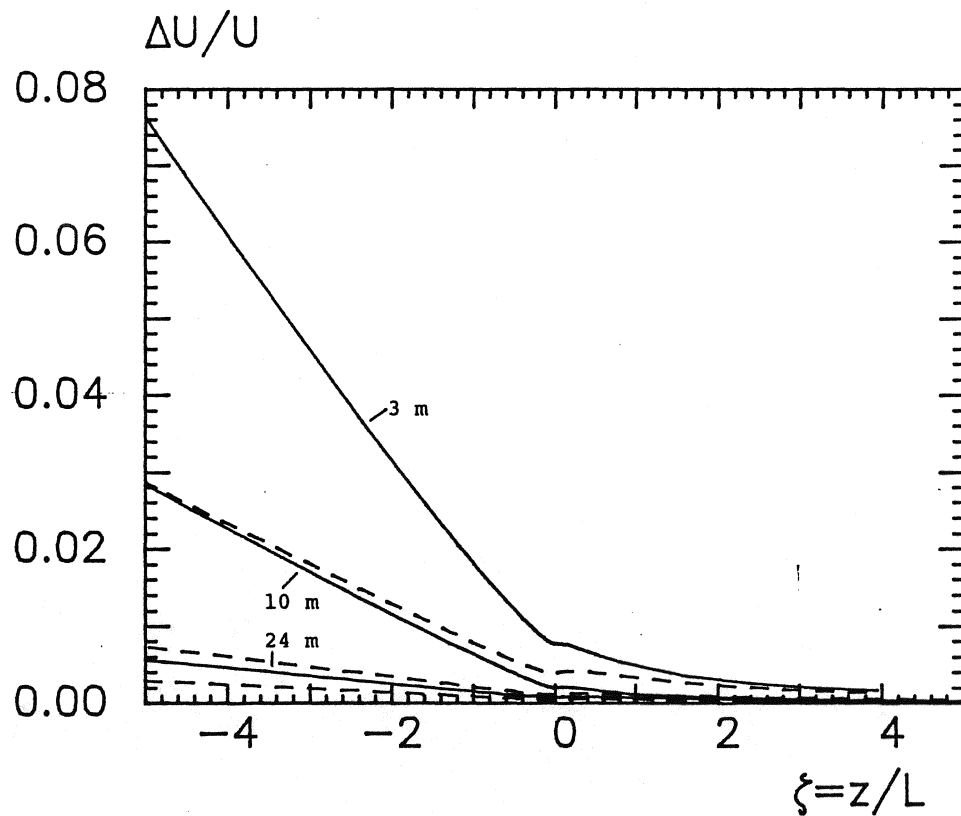


Fig. 4.2. Den relative overspeeding efter Busch & Kristensen (1976). Fuldt optrukket kurve for  $z_0 = 0.05$  m, stiplet for  $z_0 = 0.01$  m.

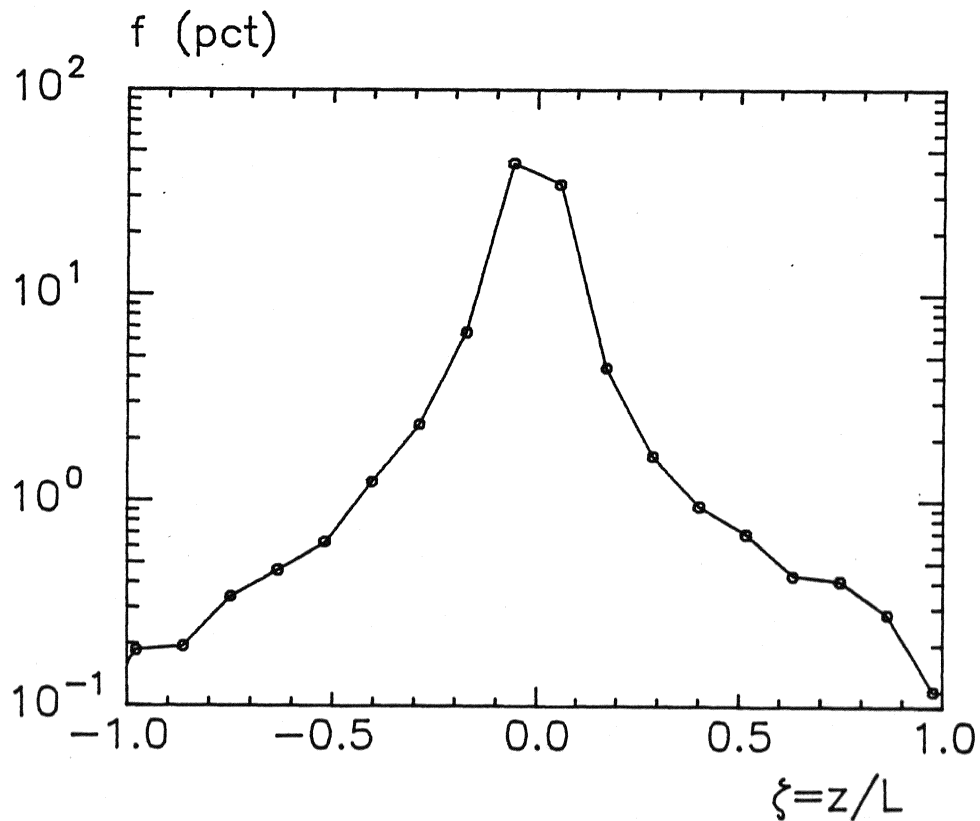


Fig. 4.3. Hyppighedsfordeling af stabilitetsparameteren  $z/L$  ved Jylex mast 3.  $z/L$  bestemt med sonic anemometer i  $z = 5.5$  m.



løsning af kopanemometrets bevægelsesligning på en tidsserie af vindhastighed målt med hot-wire anemometer, at overspeedingen typisk udgjorde 0 - 4 pct.

I det følgende vil vi benytte de teoretiske resultater der er opnået af Kaganov & Yaglom (1976) og Busch & Kristensen (1976), for at bestemme overspeeding korrektionen. Busch & Kristensen finder at den relative overspeeding, som følge af den horisontale turbulensintensitet, kan udtrykkes som

$$\Delta U/U = f(l_0/z_0, z/z_0, z/L) \quad (4)$$

hvor  $l_0$  er anemometrets længdekonstant,  $z_0$  er ruhedslængden,  $z$  er målehøjden og  $L$  er Monin-Obukhov længden. Funktionen  $f$  er voksende for voksende  $l_0/z_0$ , og aftagende for voksende  $z/z_0$  og  $z/L$ . Funktionens form er angivet i Busch & Kristensen, ligning 27 - 31. I fig. 4.2 er den relative overspeeding efter (4) vist for de aktuelle målehøjder 3, 10 og 24 m, og med  $l_0 = 1.5$  m. Der er angivet et sæt kurver for  $z_0 = 0.01$  m hhv. 0.05 m. I relation til fig. 4.2 skal det bemærkes, at over 99 pct. af målingerne forekommer i stabilitetsintervallet  $-1 < z/L < 1$ , fig. 4.3. Følgelig forudsiger (4), at den typiske overspeeding fejl i dette tilfælde vil være i størrelsesordenen 0 - 2 pct., og kun ved helt ekstrem instabilitet ( $L \approx -1$  m) kan opnå en størrelse på 6 - 10 pct. Den relative overspeeding beregnet efter (4) overestimeres med 0 - 50 pct. (Busch & Kristensen, 1976).

#### 4.1.4. Angulært respons.

Som før nævnt er vi interesserede i størrelsen af den horisontale middelvindvektor. Danner den instantane vindvektor  $U$  en vinkel,  $\phi$ , med koppernes rotationsplan, skal anemometrets respons  $U_c$  ideelt set være givet ved

$$U_c = U \cos(\phi) \quad (5)$$

dvs. dets respons skal være uafhængigt af vindens komponent parallelt med omdrejningsaksen. Anemometrets angulære respons

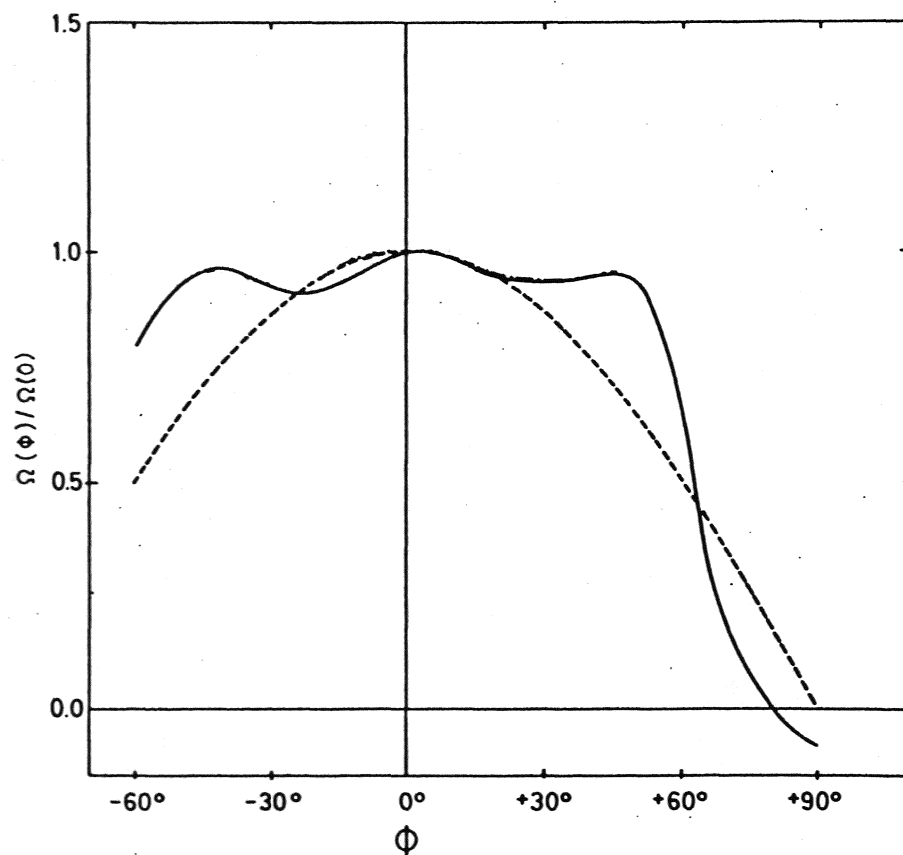


Fig. 4.4. Risø-70 kopanemometrets angulære respons (fuldt optrukket linie). Ideelt respons (5) angivet med stiplede linie. Positive vinkler svarer til nedadrettet vertikal komponent. Efter Busch et al. (1979).

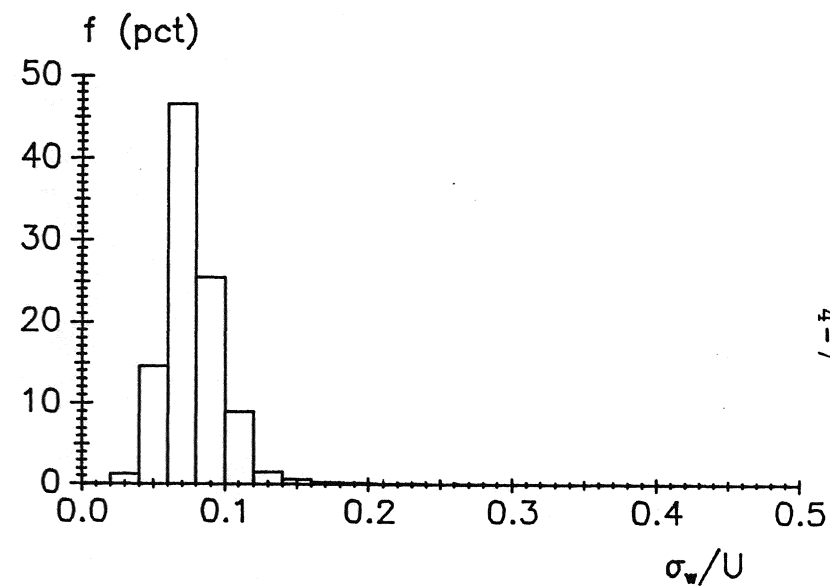


Fig. 4.5. Hyppighedsfordelingen af den vertikale turbulensintensitet ved mast 3, målt med sonic anemometret.

kan bestemmes i vindtunnel ved at sammenligne dets udlæsning med tunnelvindhastigheden, for forskellige vinkler mellem rotationsplanet og horisontalplanet. Responskurven for Risø-70 kopanemometret, opnået på denne måde, er angivet i fig. 4.4. For positive  $\phi$  - nedadrettet vertikal komposant - følger responskurven nøje cos-kurven til omkring 20 grader, mens den for negative  $\phi$  falder under cos-kurven, dvs. kopanemometret underestimerer den horisontale vindhastighed med op til ca. 3.5 pct. Asymmetrien skyldes formodentlig indflydelsen af kopanemometrets krop. For  $\phi$  numerisk større end 20 og mindre end 60 grader, overestimerer anemometret den horisontale vind med op til 30 pct. Det ses af fig. 4.4 at omdrejningsaksen ved kalibreringen skal monteres lodret indenfor få grader, eller fortrinsvis pegende lidt opstrøms, for ikke at introducere fejl af samme størrelsesorden som nøjagtigheden ved kalibreringen.

Den relative fejl på vindhastigheden som følge af et ikke-ideelt angulært respons er for de fleste anemometre positiv, dvs. at vindhastigheden overestimeres (MacCready, 1966), og proportional med den vertikale turbulensintensitet (Kaganov &

$$\Delta U/U = c(\sigma_w/U)^2 \quad (6)$$

hvor anemometrets responskurve er antaget symmetrisk. Konstanten  $c$  antages at være mellem 0 - svarende til ideelt respons - og 1 (Busch et al., 1979), bl. a. afhængig af anemometrets konstruktion. Da Risø-70 anemometrets angulære respons er asymmetrisk kan vi ikke umiddelbart benytte (6) til at bestemme den relative fejl. Ud fra fig. 4.4 kan vi slutte, at der vil forekomme både negative (små, men hyppige) og positive (større, men sjældnere) afvigelser fra det ideelle respons.

MacCready (1966) angiver, at vindvektorens vinkel med horisontalplanet i overfladelaget kan antages at være normalfordelt omkring 0. Med den i fig. 4.5 viste hyppighedsfordeling af  $\sigma_w/U$ , er det sandsynligt at Risø-70 kopanemometret i middel vil underestimere vindhastigheden med omkring 1 pct. eller mindre. Der er i det følgende ikke korrigeret for denne effekt.

## 4.2 Sonic anemometret.

### 4.2.1. Kalibrering.

Som nævnt i kapitel 3 er kalibreringen af sonic anemometret absolut og i princippet fastlagt ved designet af instrumentet; givet ved probens dimensioner og tidsmålingen. Imidlertid må vi forvente, at probens bærende konstruktion og transducerne selv vil virke forstyrrende på strømmingen, således at den målte vindhastighed - for en given konstant vindhastighed - vil variere med vindens retning i forhold til proben. På grundlag af probens konstruktion må denne effekt være tilnærmelsesvis 120-grader symmetrisk i horisontalplanet, mens effekten fra en vertikal komponent sandsynligvis vil være asymmetrisk (fig. 3.3).

For at belyse probens indflydelse på strømmingen er sonic anemometret kalibreret relativt i SL's grænselagsvindtunnel (I. Troen, pers. medd.). For en given tunnelhastighed, ca. 10 m/s, er proben drejet 360 grader i 2 graders spring, omkring en vertikal akse, og forholdet mellem sonic vindhastigheden og tunnelhastigheden er beregnet. Tunnelhastigheden er ikke målt direkte med pitotrør i måletværnsnittet, men er aflæst på tunnelens display. Det er fundet (fig. 4.6), at proben har en generelt reducerende indflydelse på strømmingen; som forventet mest udtalt når luften passerer forbi probens bærende konstruktion opstrøms for transducerne. Reduktionen er i middel - for ligeligt fordelte vindretninger - ca. 4.5 pct. Ved samme forsøg er probens indflydelse på hældningen af vindvektoren bestemt, fig 4.7. Denne effekt er numerisk lille - indenfor  $\pm 3$  grader - med en middelværdi på ca. 1 grad. Dette har således ingen praktisk betydning for middelvindvektoren, men kan have afgørende indflydelse på varians- og især covariansmålingerne.

Sonic anemometrets respons på en inklineret vindvektor er ikke undersøgt.

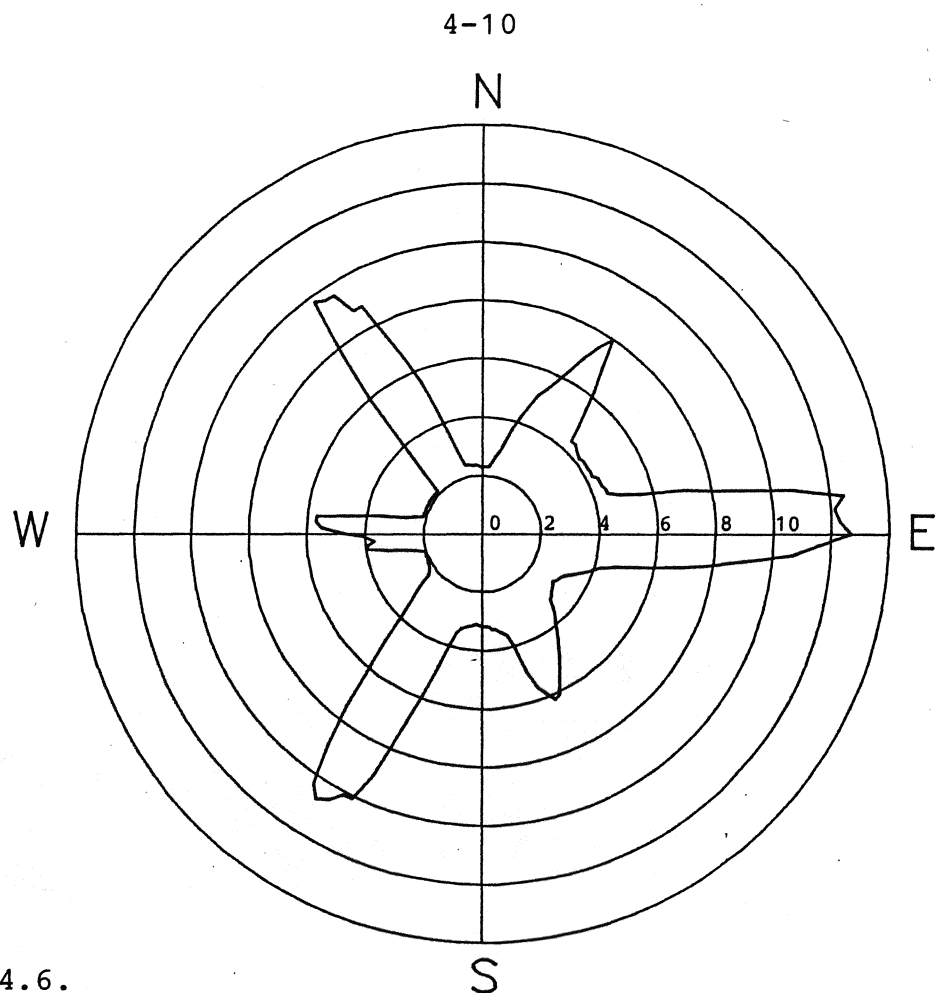


Fig. 4.6.  
Den procentuelle reduktion af den horisontale komponent af vinshastigheden, som funktion af vindretningen. Figuren er orienteret som sonic anemometret er monteret på masten. Se tekst for forklaring (sml. fig. 3.3).

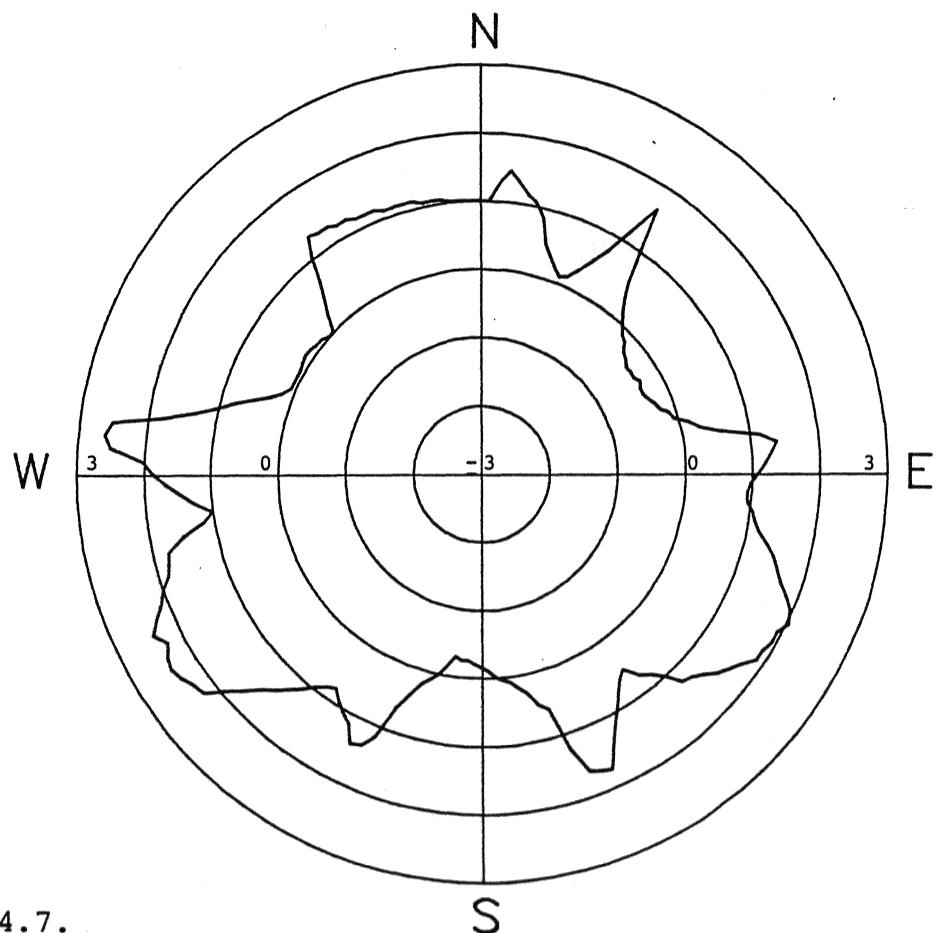


Fig. 4.7.  
Sonic probens indflydelse på hældningen af vindvektoren. Enhed grader.

At der ikke er målt vindhastighed i vindtunnellen med pitotrør, betyder at korrektionstabellen (fig. 4.6) i realiteten har et arbitrært nulniveau. Vi skal i et senere afsnit nærmere diskutere konsekvenserne af dette.

#### 4.2.2. Beregning af vindvektoren.

Vindvektorens målte komponenter  $U_A$ ,  $U_B$  og  $U_C$  (fig. 3.3) bestemmes hvert sekund i scanperioden, og de sædvanlige komponenter  $u$ ,  $v$  og  $w$  beregnes langs givne retninger (E, N og vertikal) ved en simpel koordinattransformation. Den instantane vindvektors hældning korrigeres af mikrodatamaten der styrer dataindsamlingen på grundlag af fig. 4.7, og den horisontale komponents størrelse korrigeres (øges) på grundlag af fig. 4.6 og den aktuelle vindretning. Mikrodatamaten gemmer både de ukorrigerede og de korrigerede ortogonale komponenter af vindvektoren. I løbet af scanperioden summeres 1200 enkeltmålinger, og før registreringen transformeres vindens komponenter til et nyt retvinklet koordinatsystem ved to rotationer. Først roteres omkring en vertikal akse således at x-aksen peger i middelvindvektorens retning i xy-planen ( $\langle v \rangle = 0$ ), derefter roteres omkring den horisontale y-akse, således at  $\langle w \rangle$  bliver 0. Vindvektorens azimuth og hældning er givet ved disse rotationer. Med henblik på sammenligningen med kopanemometrene, findes vindvektorens horisontale komponent som projektionen af vindvektoren på horisontalplanen.

#### 4.3. Sammenligning af vindhastigheder målt med kop- og sonic anemometre.

Efter den forudgående beskrivelse af de mulige fejlkilder og korrektioner, der er karakteristiske for kop- og sonic anemometre, vil vi i det følgende foretage en sammenligning af vindhastigheden  $U_S$  målt med sonic anemometret i  $z=5.5$  m og

vindhastigheden  $U_c$  i samme højde bestemt ud fra vindprofilet. Først vil vi dog vurdere den tidslige og rumlige interpolation der er nødvendig, og dernæst forsøge at vurdere mastens indflydelse på strømmingen samt en eventuel drift i instrumenternes kalibreringer.

#### 4.3.1. Effekten af forskellige midlingstider.

I afsnit 3.4 er der gjort rede for de forskellige midlingstider som benyttes ved bestemmelse af vindhastigheden. Da sonic midlingstiden er valgt som den grundlæggende midlingstid, er den tilsvarende kopanemometer vindhastighed beregnet som

$$U_c = (U_{t-1} + 2*U_t + U_{t+1})/4 \quad (7)$$

dvs. det Aanderaa scan der forekommer centralt i sonic scanperioden vægtes dobbelt i forhold til de to scan der kun overlapper halvt. Denne procedure antages ikke at påvirke middelforholdet mellem  $U_c$  og  $U_s$ , men bidrager til at gøre spredningen på dette større.

#### 4.3.2. Interpolation i vindprofilet.

Vindprofilet i overfladelaget er givet ved (Panofsky & Dutton, 1984)

$$\bar{u}(z) = (u_*/k)(\ln(z/z_0) - \psi_m(z/L)) \quad (8)$$

hvor  $u_*$  er friktionshastigheden,  $k$  er von Karmans konstant og  $\psi_m$  angiver stabilitetens indflydelse på vindprofilet. I princippet kan vi på grundlag af vores observationer benytte (8) til at interpolere i vindprofilet. Til brug for sammenligningen mellem profilet og sonic vindhastigheden vil vi imidlertid prøve at finde en simplere, men tilstrækkelig nøjagtig, interpolationsmetode. Givet vindhastighederne i 3 niveauer, samt vindprofilets tilnærmelsesvis logaritmiske form, melder der sig

umiddelbart 2 muligheder for at beskrive vindprofilet med en simpel funktion. Dels et polynomium i  $\ln(z)$  givet ved

$$U(z) = a (\ln(z))^2 + b \ln(z) + c \quad (10)$$

dels en logaritmisk-lineær funktion i  $z$

$$U(z) = a \ln(z) + b z + c \quad (11)$$

Begge funktioner har præcis en løsning  $(a,b,c)$  for 3 vindhastigheder  $(U_1, U_2, U_3)$  i højderne  $(z_1, z_2, z_3)$ . Vi kan teste de to funktioner mod syntetiske vindprofiler, genereret med den i afsnit 2 omtalte simple model. Resultatet af denne test er vist i fig. 4.8, der viser forholdet mellem vindhastigheden  $U_F$ ,

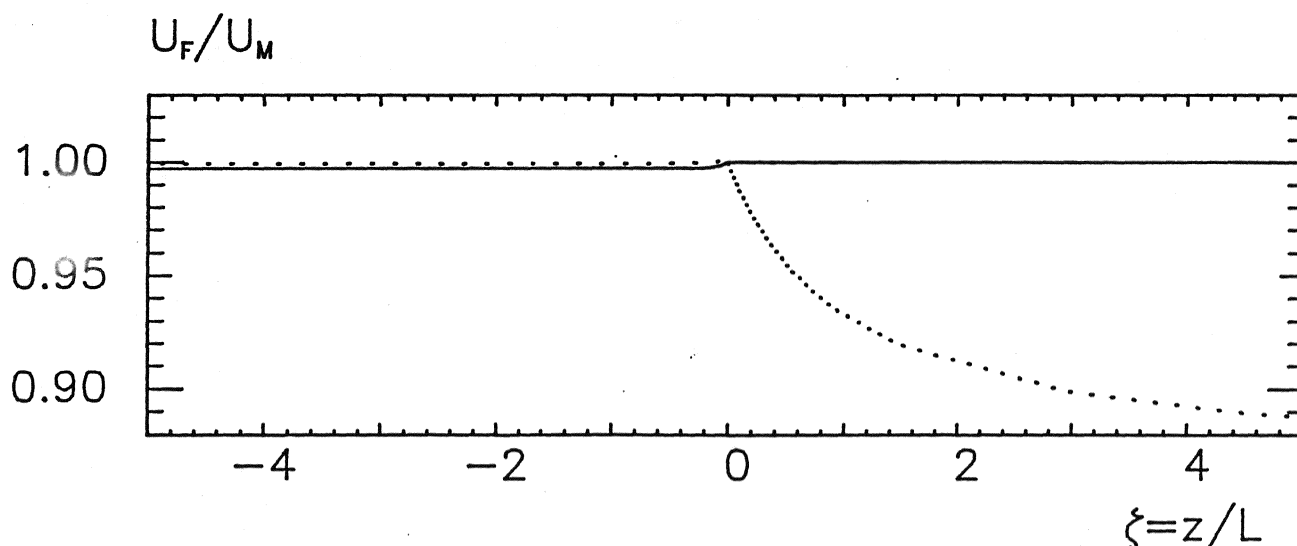


Fig. 4.8. Forholdet mellem vindhastigheden  $U_F$  som forudsagt af (10) (prikket linie) og (11) (fuldt optrukket), og den eksakte vindhastighed  $U_M$  fra syntetiske vindprofiler, som funktion af stabiliteten.

bestemt ud fra (10) eller (11), og den eksakte vindhastighed  $U_M$  i det syntetiske profil i højden  $z = 5.5$  m. Den log-lineære funktion gælder eksakt for stabile forhold, da det syntetiske profil er antaget log-lineært her, mens 2. gradspolynomiet forudsiger for lave vindhastigheder; afvigelsen bliver større for voksende  $z/L$ . For labile forhold forudsiger begge funktioner vindhastigheden indenfor 1 pct. Det log-lineære udtryk er således det bedste valg hvis der ikke foreligger oplysning om



stabilitetsforholdene, mens der opnås en marginal forbedring med polynomiet under ustabile forhold. I det følgende er benyttet den sidst omtalte metode, med fortegnet for  $z/L$  bestemt ud fra sonicanemometret. Middelfejlen der begås ved at følge denne interpolationsprocedure antages at være under 1 pct.

#### 4.3.3. Mastens indflydelse på vindfeltet.

Den betydeligste inhomogenitet i relation til vindhastigheds- og retningsmålingerne udgøres uden tvivl af profilmasten selv, samt engelsk-hytten og recorder-skuret. Det er derfor ønskeligt at vurdere indflydelsen af disse, og bestemme den sektor hvorfra vindmålingerne er behæftet med fejl.

Der eksisterer ikke nogen enkel teoretisk måde at bestemme denne effekt på, f. eks. som funktion af mastens geometri, dimensioner, "tæthed" etc. Maste-effekten kan bestemmes ved at måle en uforstyrret referencehastighed i en vis afstand fra masten (men over samme type overflade) og derefter sektorvis sammenligne vindhastigheden målt ved masten med referencehastigheden. Alternativt kan benyttes flere anemometre i samme højde, monteret på bomme med forskellig orientering; referencehastigheden er da den mindst influerede vindhastighed ved den aktuelle vindretning. Dabberdt (1968) fandt på denne måde, at læt nedstrøms, i en afstand af 1 sidelængde fra en åben triangulær gittermast, var udbredt symmetrisk i en sektor på ca. 60 grader omkring retningen til mastens centrum; med en maksimal reduktion af vindhastigheden på 35 pct. Umiddelbart udenfor læzonen måltes for høje hastigheder (op til 19 pct.), således at den influerede sektor var mere end dobbelt så bred. Maste-effekten var kun en svag funktion af vindhastigheden og stabiliteten, hvilket også er fundet af Izumi & Barad (1970). Gill et al. (1966) fandt ved vindtunnelforsøg en tilsvarende symmetrisk læeffekt og en øgning af hastigheden udenfor læzonen; for en triangulær gittermast og med bomlængder på 2 hhv. 4 gange sidelængden i mastens tværsnit, fandtes forstyrrede hastigheder i en sektor på 120 grader omkring bomretningen.

Anemometrene på JYLEX mast 3 er monteret hhv. 2 (sonic) og 3.5 (kop) sidelængder fra masten, i sydlig retning. Masten ses under en vinkel på ca. 20 grader fra sensorerne, denne vinkel omfatter også engelsk-hytten og skuret. Vi kan ikke vurdere mastens indflydelse som beskrevet ovenfor med den instrumentering der er til rådighed. Imidlertid kan vi udnytte at kop- og sonic-anemometrene er sat op i forskellig afstand fra masten, idet effekten tæt på masten er en tydelig funktion af afstanden til denne (Gill et al., 1966).

Vi finder derfor middelforholdet mellem kop- og sonic-vindhastigheden for 72 5-graders sektorer. Dette forhold skulle ideelt set være invariant med vindretningen, hvis sonic korrektionstabellen (fig. 4.6) er effektiv og mastens omgivelser var homogene. For at belyse forholdets variation med vindretningen, vil vi bestemme den sektor hvor vindhastighederne kan forventes at være mindst forstyrrede. Da sonic-proben er 120-grader symmetrisk skal sektoren helst være på 120 grader, og sektorerne fra 300 - 360 og fra 0 - 60 er selvsagt udelukket. Endvidere er terrænet stærkt inhomogent fra 0 - 125 grader, som beskrevet i afsnit 3.1. Vi vil derfor antage, at sektoren fra 155 - 275 grader repræsenterer de mest uforstyrrede målinger (jvfr. fig. 3.3). Denne sektor er symmetrisk i forhold til sonicprobens konstruktion, og indeholder 24 af de ovenfor beskrevne hastighedsforhold. Disse midles nu parvis omkring 215 grader, så variationen i denne sektor bliver symmetrisk. Den således bestemte variation i forholdet mellem kop- og sonic-vindhastighederne antages at gengive forholdene uforstyrret af masten. I fig. 4.9 er den målte variation i hastighedsforholdet  $U_c/U_s$  med vindretningen sammenholdt med den 'uforstyrrede' sektor, der er afbildet 3 gange; fra 155-275 og drejet 120 grader i positiv hhv. negativ omløbsretning.

Mastens indflydelse fremgår tydeligt af fig. 4.9; tilsyneladende fra ca. 290 - 90 grader, eller  $\pm 80$  grader omkring en linie fra sonic anemometret gennem mastens centrum. Figuren viser en gradvis øgning af sonic vindhastigheden når vindretningen ændres fra øst/vest mod nord, i overensstemmelse med at sonic anemometret føler mastens indflydelse i en større sektor end kopanemometrene. En læffekt nedstrøms for masten kan ikke

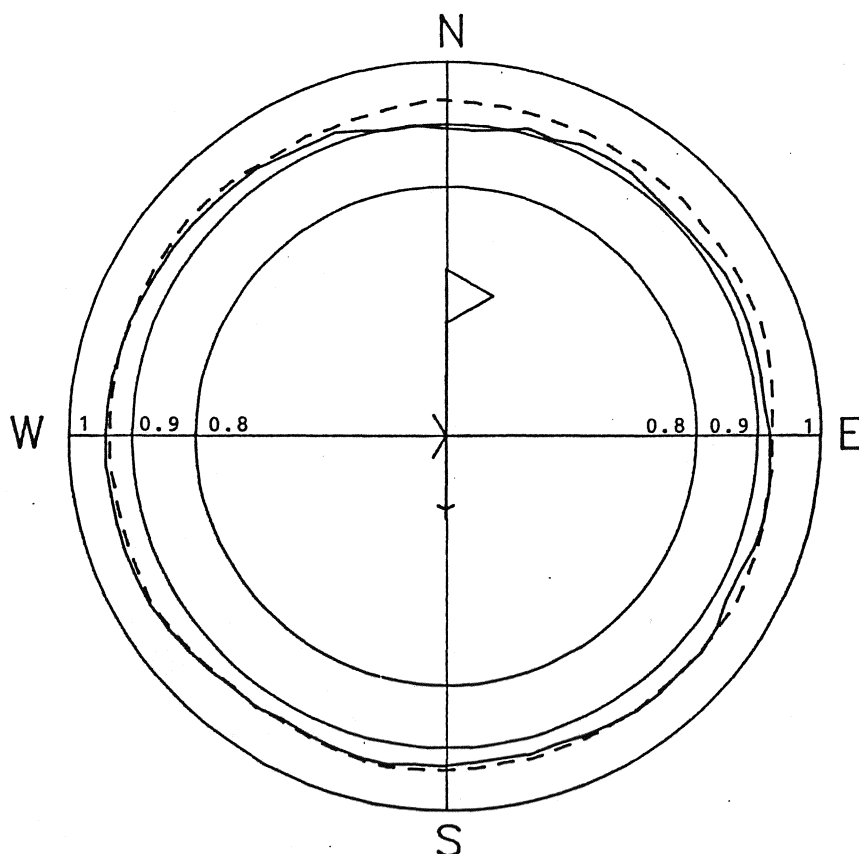


Fig. 4.9. Middelforholdet mellem kop- og sonic-vindhastigheden  $U_c/U_s$ , som funktion af vindretningen. Målt variation: fuld<sup>st</sup> optrukket. 'Ideel' variation: stiplet. Se tekst for forklaring.

spores, da begge anemometre er influerede ved disse vindretninger. Den forstyrrede sektor forekommer noget større end det kunne forventes på grundlag af andre undersøgelser. Dette kan skyldes indflydelsen fra engelsk-hytten og skuret, samt at terrænet som nævnt er stærkt inhomogent tæt på masten fra 0 - 125 grader.

Da kopanemometrene er monteret længere fra masten end sonicanemometret, er mastens indflydelse på profilmålingerne mindre end som beskrevet ovenfor; hvor meget mindre kan ikke afgøres ud fra de eksisterende målinger.

#### 4.3.4. Drift i kalibreringer.

I afsnit 4.1.1 er det nævnt at driften i kalibreringen, for et vilkårligt kopanemometer i JYLEX eksperimentet, ikke overstiger 1 pct. i løbet af et år. Kopanemometre er da også kendt for at være særdeles robuste og konstante sensorer, forudsat et minimum af vedligeholdelse (Busch et al., 1979). Sonic anemometre derimod, gennemgår en stadig udvikling (Kaimal, 1980; Hanafusa et al., 1982) og deres stabilitet som funktion af driftstiden er ikke umiddelbart kendt. Ældning af elektroniske komponenter og transducerne, og indflydelsen af ekstreme meteorologiske forhold på proben, er nogle af de forhold der kunne tænkes at medføre ændringer i kalibreringen.

Traditionelt er sonic anemometre blevet benyttet i tidsbegrænsede, 'bemandede' eksperimenter, hvor ovennævnte problemer oftest vil være negligeble. I JYLEX eksperimentet derimod, hvor sonic anemometret har været i uafbrudt drift i næsten 2 år, er det ønskeligt med en vurdering af dets stabilitet.

Der kan ikke gives noget absolut mål for ændringen i sonic anemometrets kalibrering, da det ikke har været kalibreret i vindtunnel flere gange i løbet af eksperimentet. Vi kan dog få en indikation på dets stabilitet ved at sammenligne det med kopanemometrene, idet det ikke er sandsynligt - på grund af deres helt forskellige konstruktion og virkemåde - at deres kalibreringer skulle ændre sig i samme takt som funktion af tiden.

I fig. 4.10 er vist middelforholdet af  $U_c/U_s$  opgjort på månedsbasis, fra februar 1983 til august 1984. Sonic vindhastigheden er korrigeret (afsnit 4.2.1) og kopanemometer vindhastigheden er korrigeret og interpoleret som beskrevet i de foregående afsnit. Vindhastigheder under 3 m/s, vindretninger i sektorerne 290 - 0 og 0 - 155, samt z/L værdier numerisk større end 0.1, er udelukket af analysen for at minimere indflydelsen af de forhold der er nævnt i afsnittene 4.1.2 til 4.3.3. Middelforholdet for de enkelte måneder afviger højst 1 pct. fra middelforholdet i hele perioden, og disse afvigelser og standardafvigelserne udviser ikke nogen systematisk variation. Specielt bemærkes, at skift i kopanemometer-kalibreringerne

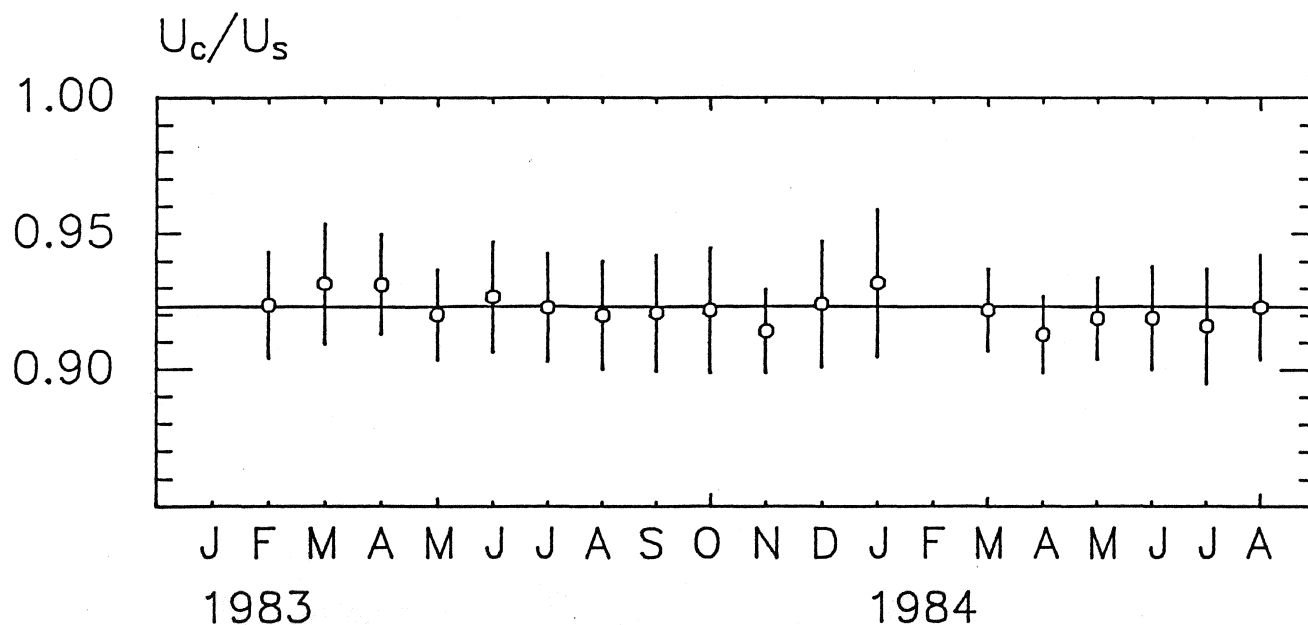


Fig. 4.10. Middelforhold af  $U_c/U_s$  på månedsbasis. Standardafvigelser angivet.

mellem august og september 1983 ikke har nogen effekt på middelforholdet. Det er således sandsynliggjort at der ikke har forekommet en væsentlig drift i kalibreringerne for kop- og sonic anemometrene.

#### 4.3.5. Resume af forudsætninger.

Inden den egentlige sammenligning af målte vindhastigheder, vil vi kort resumere de forudsætninger og begrænsninger i datamaterialet, som vi vil lægge til grund - hvor intet andet er nævnt.

- de kalibrerede kopanemometer vindhastigheder er beregnet som angivet i appendiks 2.
- kopanemometer vindhastighederne er korrigeret for totalisering og overspeeding som beskrevet i afsnit 4.1.2 og 4.1.3.

- korrektion for kopanemometrets angulære respons er ikke påført (jvfr. afsnit 4.1.4).
- sonic vindhastigheden er enten ukorrigeret, dvs. der benyttes den fabriksbestemte kalibrering, eller korrigeret for probens indflydelse på strømmingen (afsnit 4.2.1). Vindvektoren er beregnet som angivet i afsnit 4.2.2.

For at få belyst de forhold der er omtalt i det foregående, vil vi sammenligne 3 dataset:

- a: ukorrigerede  $U_C$  mod ukorrigeret  $U_S$ .
- b: ukorrigerede  $U_C$  mod korrigeret  $U_S$ .
- c: korrigerede  $U_C$  mod korrigeret  $U_S$ .

Yderligere gælder:

- vindhastighederne er henført til samme midlingstid ved en simpel vægtning af kopanemometer vindhastighederne.
- der er interpoleret i vindprofilet med et 2. grads polynomium i  $\ln(z)$  for ustabile forhold, og en log-lineær funktion i  $z$  for stabile forhold. Stabilitetsparameterens ( $z/L$ ) fortegn er bestemt fra sonic anemometret.
- mastens indflydelse på de målte vindhastigheder er forsøgt minimeret ved at udelukke vindretninger i intervallerne 290-0 og 0-90 grader.
- det er sandsynliggjort at instrumenterne ikke har været udsat for drift i kalibreringerne.

#### 4.3.6. Sammenligningen.

Da vi på forhånd må forvente at sonic anemometret er kopanemometret overlegent i relation til de forhold der er omtalt indtil nu, er det valgt at betragte sonic vindhastigheden

$U_s$  som den uafhængige variable; samt normalisere kopanemometer vindhastigheden  $U_c$  med  $U_s$ , hvor vi betragter forholdet mellem hastighederne som funktion af andre parametre. Herved bliver resultaterne endvidere også direkte sammenlignelige med andre tilsvarende undersøgelser (f. eks. Izumi & Barad, 1970).

Fig. 4.11a-c viser således  $U_c$  som funktion af  $U_s$  for de 3 tilfælde der er nævnt i afsnit 4.3.5. Sammenhængen mellem  $U_c$  og  $U_s$  er givet ved

$$\begin{array}{lll} \text{a: } U_c = 0.964 \cdot U_s + 0.043 & U_c/U_s = 0.972 & \\ \text{b: } U_c = 0.933 \cdot U_s + 0.005 & U_c/U_s = 0.934 & (12) \\ \text{c: } U_c = 0.925 \cdot U_s - 0.033 & U_c/U_s = 0.919 & \end{array}$$

Den ukorrigerede  $U_c$  er i middel ca. 3 pct. lavere end den ukorrigerede  $U_s$ . Det bemærkes, som et kuriosum, at det netop svarer til den procentsats som  $U_c$  er reduceret med, som følge af den revurdering af kopanemometrenes kalibreringer som er omtalt i afsnit 4.1.1 og appendiks 2.

Den ukorrigerede  $U_c$  bliver i middel ca. 6.5 pct. lavere end den korrigerede  $U_s$ . Dvs. korrektionstabellen (fig. 4.6) betyder at  $U_s$  i middel forøges med ca. 3.5 pct.

Endelig betyder de korrektioner som påføres  $U_c$ , at den korrigerede  $U_c$  i middel bliver ca. 8 pct. lavere end den korrigerede  $U_s$ . Disse korrektioner andrager således i middel ca. 1.5 pct., i god overensstemmelse med hvad der er beskrevet i afsnit 4.1.

Fig 4.11a-c tyder stærkt på at forholdet  $U_c/U_s$  er forskudt med en konstant faktor, således at  $U_c$ ,  $U_s$  eller begge skal ganges med konstante faktorer, for at matche vindhastighedsmålingerne med de to typer instrumenter. Da kopanemometrene har været genstand for detaljerede undersøgelser i vindtunnel og da kalibreringen af sonic anemometret må siges at være relativ, ligger det lige for at antage, at vindhastigheden målt med sonic anemometret skal reduceres med omkring 8 pct. Inden vi konkluderer på dette vil vi dog se på hastighedsforholdet  $U_c/U_s$  som funktion af vindhastigheden, vindretningen og den termiske

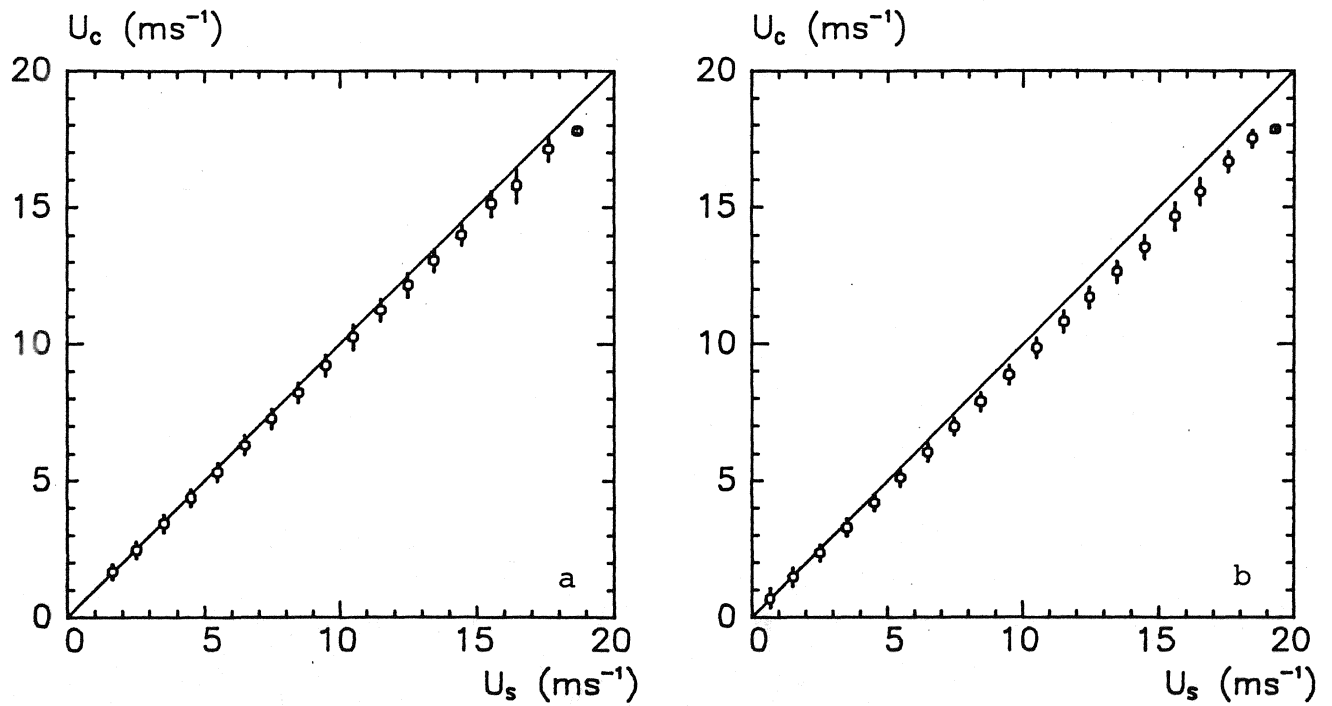
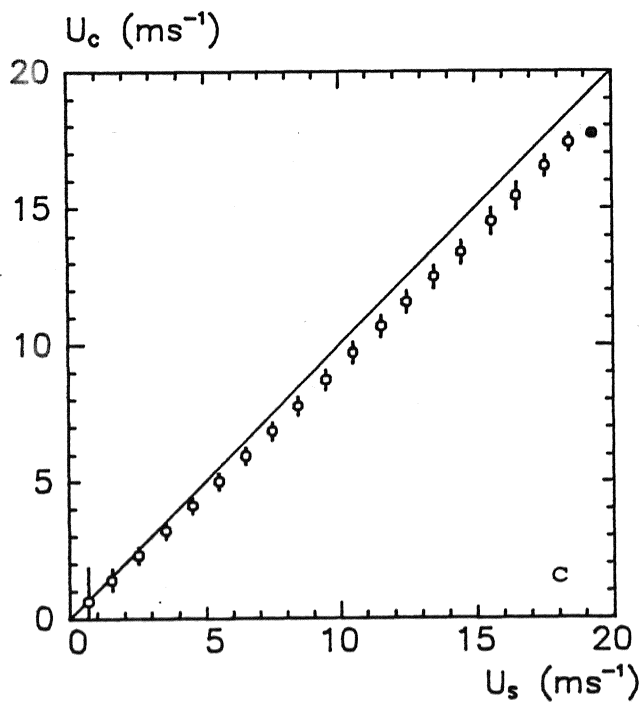


Fig. 4.11a-c. Sammenligning af vindhastigheder målt med kop ( $U_c$ ) og sonic ( $U_s$ ) anemometer. Middelværdier og standardafvigelser i 1 m/s-klasser.

- a: ukorrigeret  $U_c$  og ukorrigeret  $U_s$   
 b: ukorrigeret  $U_c$  og korrigeret  $U_s$   
 c: korrigeret  $U_c$  og korrigeret  $U_s$





stabilitet, for at belyse de forskellige korrektioners effektivitet.

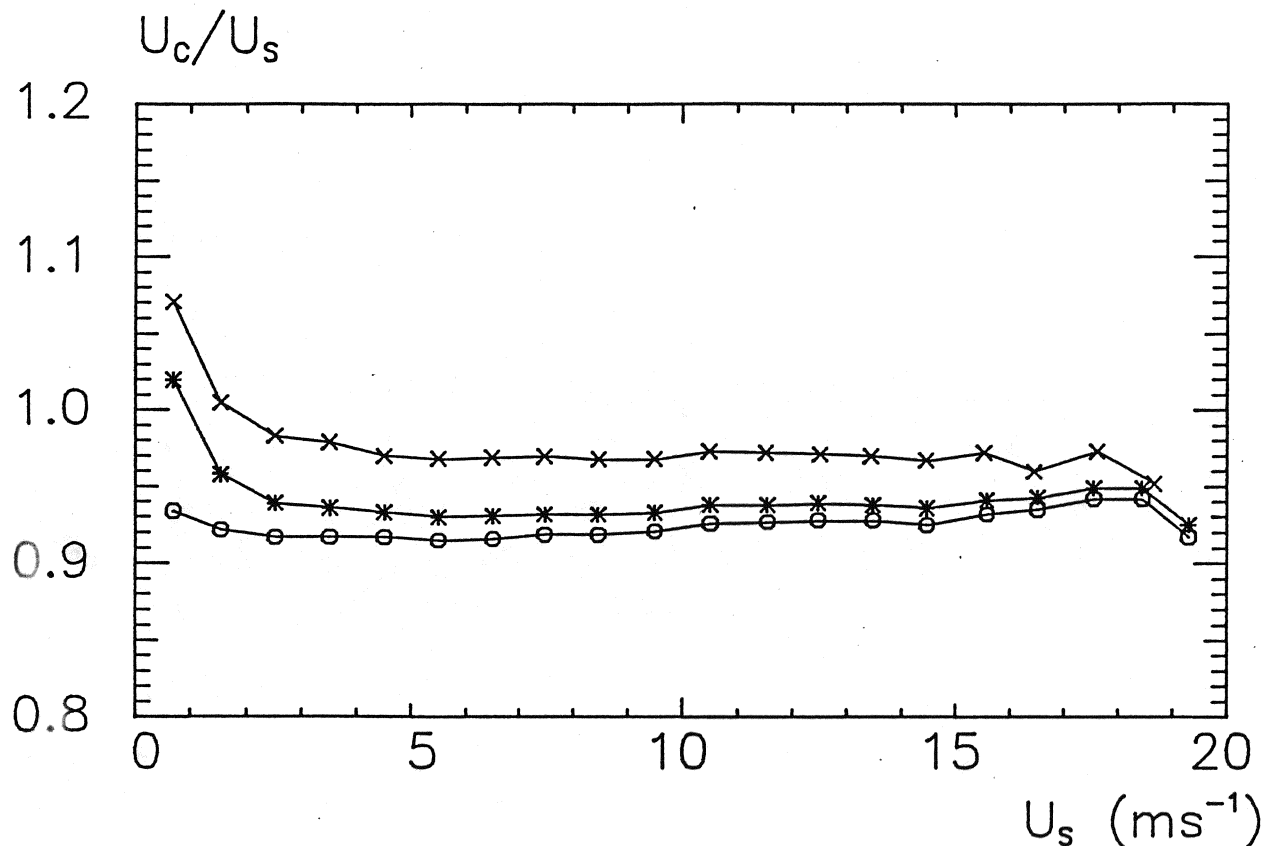


Fig. 4.12. Middelforholdet  $U_c/U_s$  som funktion af vindhastigheden. x: a, \*: b og o: c (sml. fig. 4.11).

Fig. 4.12 viser  $U_c/U_s$  som funktion af vindhastigheden  $U_s$ . Tre kommentarer skal gøres til denne figur:

- kurven for  $U_s$  større end 15 m/s repræsenterer under 100 målinger, af de ca. 22.000 som figuren omfatter, og kan derfor være følsom overfor begivenheder som er irrelevante i denne forbindelse, f. eks. instrumentel malfunktion. Denne del af kurven bør derfor tolkes med varsomhed.
- for  $0 < U_s < 5$  m/s aftager  $U_c/U_s$  stærkt ( $\sim 10$  pct) for voksende  $U_s$ , når kophastighederne ikke er korrigerede, og langt mindre (1-2 pct) når  $U_c$  korrigeres. Dette var ventet, eftersom både korrektionen for totalisering og

overspeeding er størst for lave vindhastigheder (og ved stor varmeflux derfor stærkt ustabile forhold). Korrektionserne synes at være ganske effektive; og i betragtning af den ukendte indflydelse af kopanemometrets angulære respons og tilsvarende sonic anemometrets respons på en inklineret vindvektor, er det næppe formålstjenligt at udvikle disse korrektioner yderligere. Vindhastigheder i vindprofilet under 1 m/s bør under alle omstændigheder betragtes med skepsis, selv med evt. korrektion for de tidsrum hvor kopperne har været i ro (registreres ikke her).

- for  $5 < U_s < 15$  m/s er hastighedsforholdet tilnærmelsesvis konstant når de ukorrigerede sonicdata benyttes, og en svagt voksende funktion af  $U_s$  når korrektionstabellen påføres. Stigningen er omkring 1 pct., men trenden fortsætter efter 15 m/s.  $U_c/U_s$  er tæt på middelforholdet, for alle 22.000 målinger, ved ca. 10 m/s, som er den vindtunnelhastighed som korrektionstabellen er bestemt ved. Forløbet af kurverne synes derfor at antyde, at probens indflydelse på den målte vindhastighed er en svag funktion af denne.

Hastighedsforholdet  $U_c/U_s$  som funktion af vindretningen er gengivet i fig. 4.13a-b. Sonicprobens indflydelse på vindhastigheden fremgår tydeligt af fig. 4.13a (sml. fig. 3.3 og 4.6), især den reducerende effekt af den bærende konstruktion, omkring 095, 215 og 335 grader. I fig. 4.13b er korrektionstabellen påført (men ukorrigeret  $U_c$ ) og dens praktisk taget fuldstændige effektivitet i sektoren 155 - 290 er demonstreret. I denne sektor, der repræsenterer det mest homogene opvindsstræk, varierer  $U_c/U_s$  indenfor  $\pm 1$  pct. Mastens indflydelse fremgår tydeligt af begge figurer. (sml. fig. 4.9).

Den termiske stabilitets betydning for korrektionerne på kopanemometrene kan aflæses af fig. 4.14. Her er kun vist data for ustabile forhold, idet korrektionerne overvejende vil slå igennem her; samt kun korrigerede sonicdata. Med ukorrigeret  $U_c$  er hastighedsforholdet indtil  $-z/L = 1$  en voksende funktion for voksende  $-z/L$ .  $U_c/U_s$  er i middel omkring 5 pct. større for

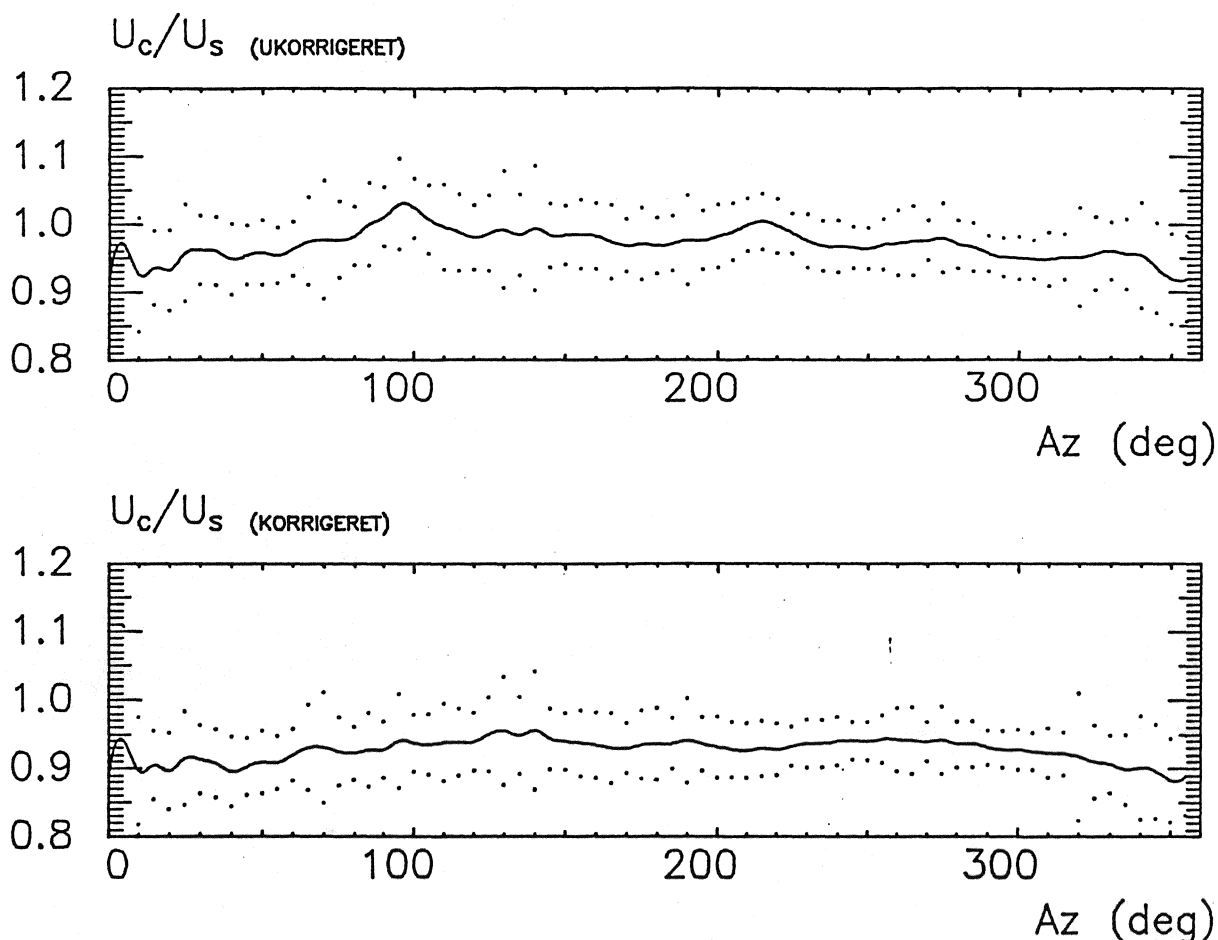


Fig. 4.13a-b. Middelforholdet  $U_c/U_s$  som funktion af vindretningen. Prikker angiver  $\pm 1$  standardafvigelse. a: uden sonic korrektionstabel, b: med denne

stærkt ustabile forhold end for nær-neutral stabilitet. Heraf kan formodentlig ca. halvdelen henføres til overspeeding og resten til totalisering og andre forhold. Efter korrektion af  $U_c$  er  $U_c/U_s$  konstant fra  $-z/L = 0.01$  til  $-z/L = 1$ . Intervallet  $-z/L = 1$  til  $-z/L = 10$  (svarende til  $L = -0.5$  m) repræsenteres kun af ca. 100 værdier. Selv om spredningen på de enkelte middelværdier er større her, afviger disse højst 1.5 pct. fra middelværdien af  $U_c/U_s$  for hele materialet (0.92).

Det er således vist at de påførte korrektioner, kvalitativt som kvantitativt, er yderst rimelige og i overensstemmelse med hvad der tidligere er fundet (MacCready, 1966; Bernstein, 1967; Hyson, 1972; Gill, 1973; Kaganov & Yaglom, 1976; Busch & Kristensen, 1976; Wieringa, 1980).

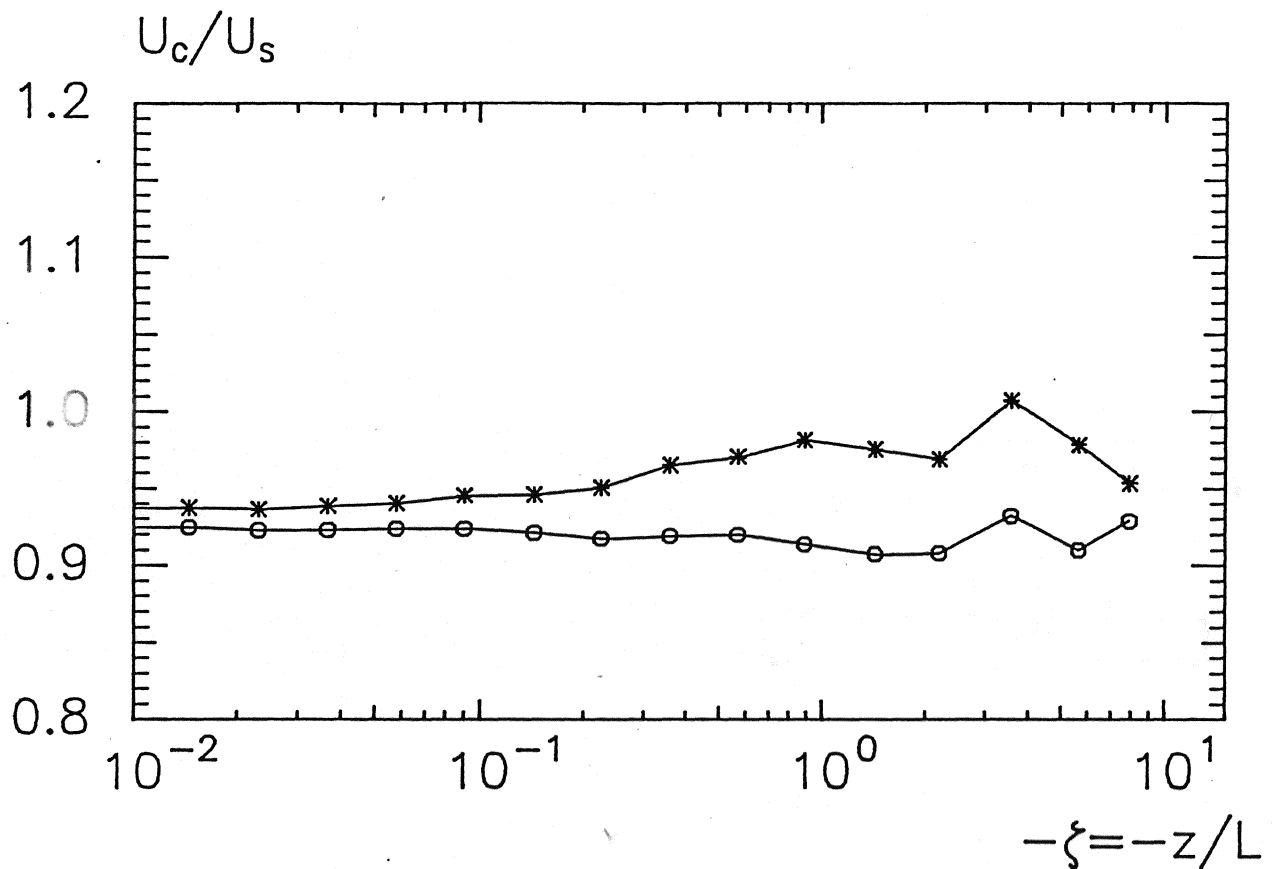


Fig. 4.14. Middelforholdet  $U_c/U_s$  som funktion af stabiliteten, for ustabile forhold. x: uden kopanemometerkorrektioner, o: med disse. Korrigerede sonicdata.

#### 4.3.7. Sammenfatning og konklusion.

Størrelsen af den horisontale middelvindvektor bestemt med kop- og sonic-anemometre, som beskrevet i 4.1 til 4.3, afviger i middel ca. 8 pct., efter at de respektive instrumenters målinger er påført relevante korrektioner

$$U_c = 0.92 \cdot U_s \quad (13)$$

Heraf kan ca. 3.5 pct. henføres til sonic korrektionstabellen, ca. 1.5 pct. skyldes korrektioner på kopanemometrene, og ca. 3 pct. kan der ikke gøres tilfredsstillende rede for.

Det er vist i det foregående at de benyttede korrektioner er rimelig effektive, ligesom de begrænsninger der er lagt i udvælgelsen af datamaterialet skulle betinge den bedst mulige sammenligning af de målte vindhastigheder. Den mest sandsynlige forklaring på afvigelsen i (13) synes derfor at være, at den antagne vindtunnelhastighed ved kalibreringen af sonic anemometret har været forkert, og at vindhastigheden målt med dette derfor bør korrigeres med en faktor 0.92. Indfører vi denne faktor i korrektionstabellen (fig. 4.6), kan vi bestemme det sandsynlige nulniveau i denne, som vist i fig. 4.15. De 3 markante lokale maksima omkring 90, 210 og 325 modsvarer probens

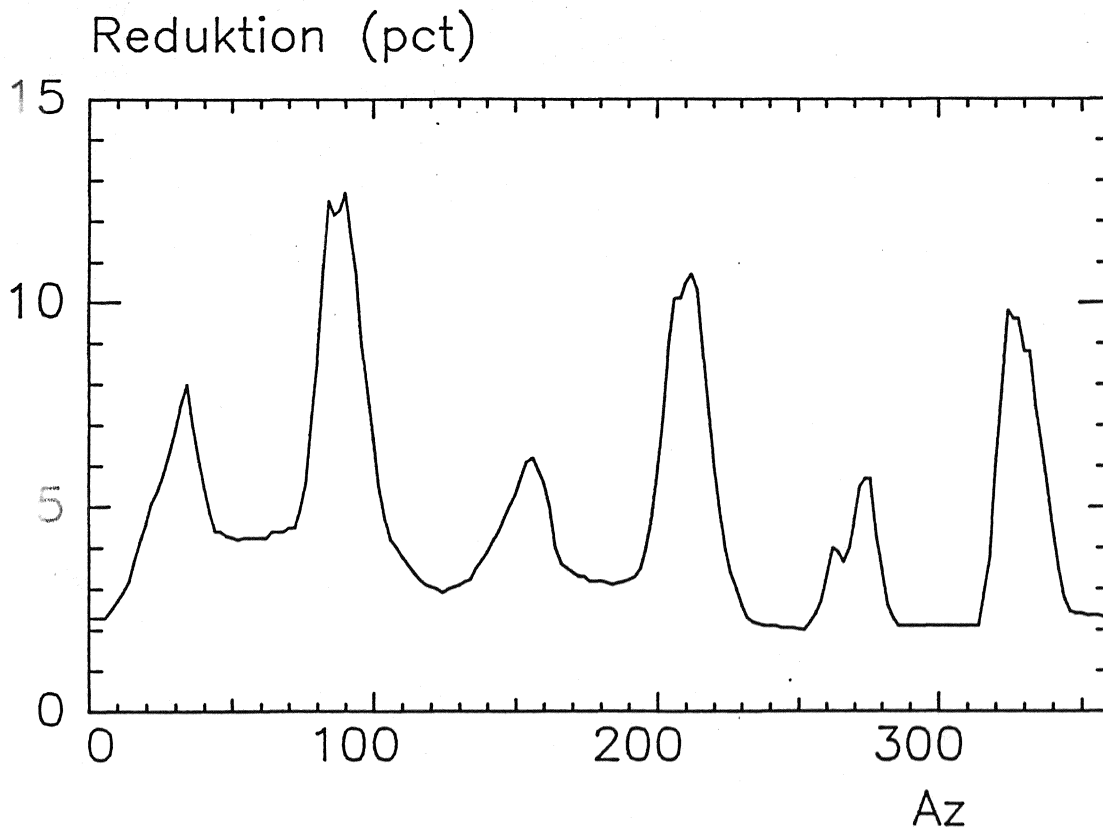


Fig. 4.15. Korrektionstabellen for sonic anemometret (fig. 4.6) afbildet i retvinklet koordinatsystem.

bærende konstruktion, de 3 lokale maksima omkring 35, 155 og 275 optræder midt mellem transducerne og den bærende konstruktion, og de 6 lokale minima svarer til transducerne positioner. Det reviderede nulniveau omkring i middel 8 pct. svarer praktisk talt til middelværdien af værdierne i 35, 155 og 275 grader, som er omkring 7 pct. På denne baggrund må vi foreløbig slutte

vedrørende probens indflydelse på strømmingen, at probens bærende konstruktion virker reducerende på vindhastigheden (3-5 pct.), mens vindhastigheden ved strømning henover transducerne øges med en tilsvarende størrelse. Midt mellem disse er vindhastigheden tæt på sin uforstyrrede værdi.

Hanafusa et al. (1982) og Schotanus et al. (1982) har undersøgt tilsvarende transducers indflydelse på vindhastigheden, både i vindtunnel og i det atmosfæriske grænselag. Selv om de har benyttet andre prober (bl. a. Kaijo Denki TR-61A og TR-61C), skulle deres resultater kunne overføres kvalitativt. De finder imidlertid begge, at transducerne har en reducerende effekt, når vindvektorens komponent langs målevejen er større end den på målevejen vinkelrette komponent, og ingen effekt når forholdet mellem de to komponenter er mindre end 1. For TR-61B proben vil dette forhold være tæt på 1, da målevejene danner en vinkel på 45 grader med horisontalplanet, og der skulle efter det oplyste således ikke forekomme hverken reduktion eller øgning af vindhastigheden. Den endelige konklusion på dette spørgsmål kan først drages ved en ny, absolut kalibrering af sonic anemometret i vindtunnel, dvs. med samtidig bestemmelse af tunnel-vindhastigheden med pitotrør.

I det følgende antager vi at sonic vindhastighederne er 8 pct. for høje og korrigerer dem tilsvarende. Endvidere vil vi antage at denne korrektion skal påføres alle 3 komponenter af vinden som en konstant faktor. Konsekvensen af denne antagelse bliver at de målte varianser og covarianser af hastighedsfluktuationerne skal multipliceres med kvadratet på korrektionen (0.85), og covarianser af vindhastighed og temperatur skal multipliceres med korrektionsfaktoren (0.92). Dette medfører specielt, at den målte friktionshastighed og varmeflux begge reduceres med 8 pct.

#### 4.4. Temperaturmåling.

##### 4.4.1. Absoluttemperatur.

I appendiks 3 er der gjort rede for hvorledes temperaturfølerne er kalibreret og hvilke forholdsregler der er taget ved opsætningen af følerne langs masten. Der er endvidere argumenteret for, at den betydeligste usikkerhed omkring temperaturmålingen udgøres af den strålingsskærm der omgiver føleren. Der er derfor givet en beskrivelse af de to typer strålingsskærme der har været anvendt i JYLEX eksperimentet: den traditionelle engelsk-hytte og en Thaller-type skærm langs masten (Aanderaa 4011).

Temperaturen målt i de to skærme er sammenlignet med 86 psykrometermålinger (Assmann), der er udført i løbet af eksperimentet, og det er fundet at temperaturen i begge skærme generelt er lavere end psykrometertemperaturen. Skærmene må på denne baggrund betegnes som rimeligt effektive, men nogen endelig konklusion kan ikke drages da psykrometermålingerne selv er behæftet med strålingsfejl.

Temperaturforskellen mellem engelsk-hytte og Aanderaa skærm måles direkte ved de 4 master og de to skærmes egenskaber er belyst relativt, ved at vise denne temperaturforskels årlige og daglige variation. På grundlag af dette, samt hvad der er kendt mht. engelsk-hyttens egenskaber, er det konkluderet at Aanderaa skærmen er en bedre strålingsskærm end engelsk-hytten. I det følgende vil vi kort se på de to strålingsskærmes egenskaber. Der henvises til appendiks 3 for en nærmere beskrivelse af disse.

Fig. 4.16 viser hyppighedsfordelingen af temperaturforskellen mellem en Aanderaa skærm og en kunstigt ventileret skærm, målt i 2 m's højde. Målingerne stammer fra en meteorologisk mast ved Kalundborg, med tilsvarende instrumentering som JYLEX masterne. Temperaturen i Aanderaa skærmen er i middel 0.09 C højere end temperaturen i den ventilerede skærm. Sammenlignet med en tilsvarende fordeling for engelsk-hytten, fig. A3.1 i appendiks 3, er fordelingen i fig. 4.16 tydeligt mere symmetrisk og dens

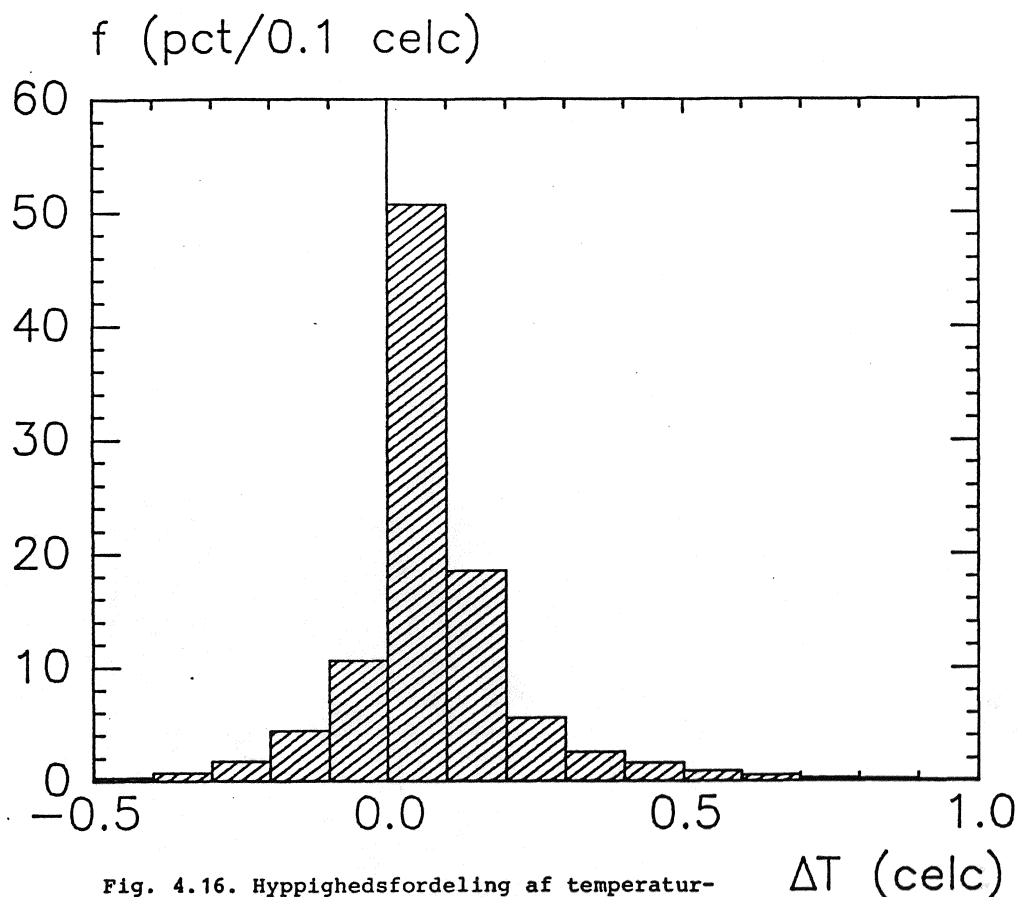


Fig. 4.16. Hyppighedsfordeling af temperaturforskellen mellem Aanderaa skærm og ventileret skærm.

middelværdi tættere på 0. McTaggart-Cowan & McKay (1976) anfører tilsvarende histogrammer for 6 kunstigt og 9 naturligt ventilerede skærme. Bedømt ud fra disse, og under antagelse af at Risø's ventilerede skærm og deres (AES DUAL) ikke afviger væsentligt fra hinanden, er Aanderaa skærmen sammenlignelig med de bedste naturligt ventilerede skærme (Thaller, CCIW) og bedre end flere af de kunstigt ventilerede skærme, der er undersøgt.

De vigtigste fysiske parametre der influerer på temperaturmålingen i strålingsskærmen, er den kortbølgede indstråling, og de dermed forbundne energiomsætninger, samt ventilationen i skærmen (Sparks, 1972; Bryant, 1968). Dette er forsøgt illustreret i fig. 4.17, hvor temperaturforskellen mellem Aanderaa skærmen og den ventilerede skærm er vist som funktion af ventilationen (vindhastigheden i 3 m) og den kortbølgede indstråling. Som ventet er temperaturen i Aanderaa



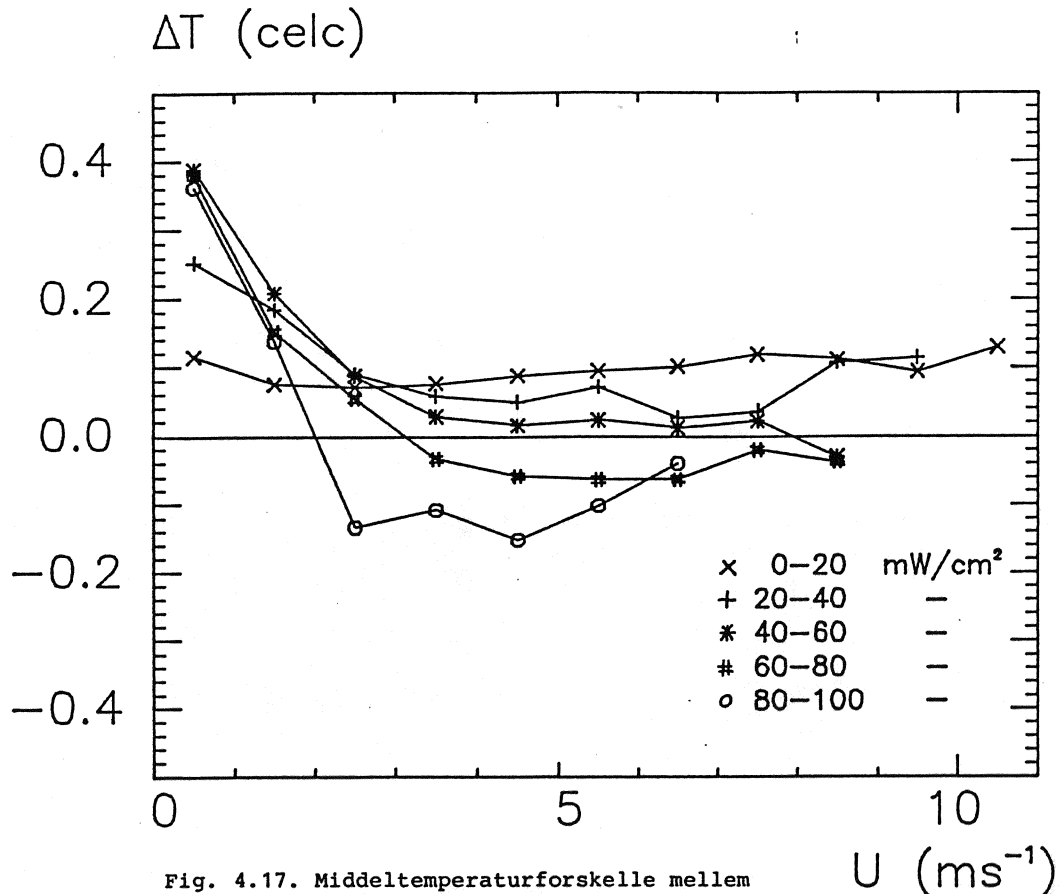


Fig. 4.17. Middeltemperaturforskelle mellem Aanderaa skærm og ventileret skærm som funktion af kortbølget indstråling og ventilationshastighed. Samme data som i fig. 4.16.

skærmen højere ved lave vindhastigheder og stor indstråling, men allerede ved vindhastigheder over ca. 2 m/s er forskellen i middel mindre end 0.1 C. Ved indstråling over ca. 60 mW/cm<sup>2</sup> og vindhastigheder større end 2-3 m/s måles de højeste temperaturer i den kunstigt ventilerede skærm. En lignende effekt er beskrevet af Slob (1978), der ved forsøg i vindtunnel fandt at dette skyldtes ændringer i strømmingen omkring luftindtaget, ved vindhastigheder omkring og over ventilationshastigheden, således at advektionsfejl fra den ydre del af skærmen kunne influere målingen. Det er bemærkelsesværdigt at temperaturforskellen for helt lav indstråling, < 20 mW/cm<sup>2</sup>, er omkring 0.1 C - uanset vindhastigheden. Det samme er tilfældet for indstråling mellem 20 og 40 mW/cm<sup>2</sup> og høj ventilationshastighed. Under disse forhold ville vi forvente at temperaturen i de to skærme var praktisk taget ens. Der kan ikke gives nogen endelig forklaring på dette; men da temperaturforskellen er fremkommet som

differenten mellem to absolutmålinger, begge med en opløsning på 0.1 C, er forklaringen sandsynligvis, at vi er tæt på grænsen for, hvad vi kan forvente at kunne beskrive med dette målesystem.

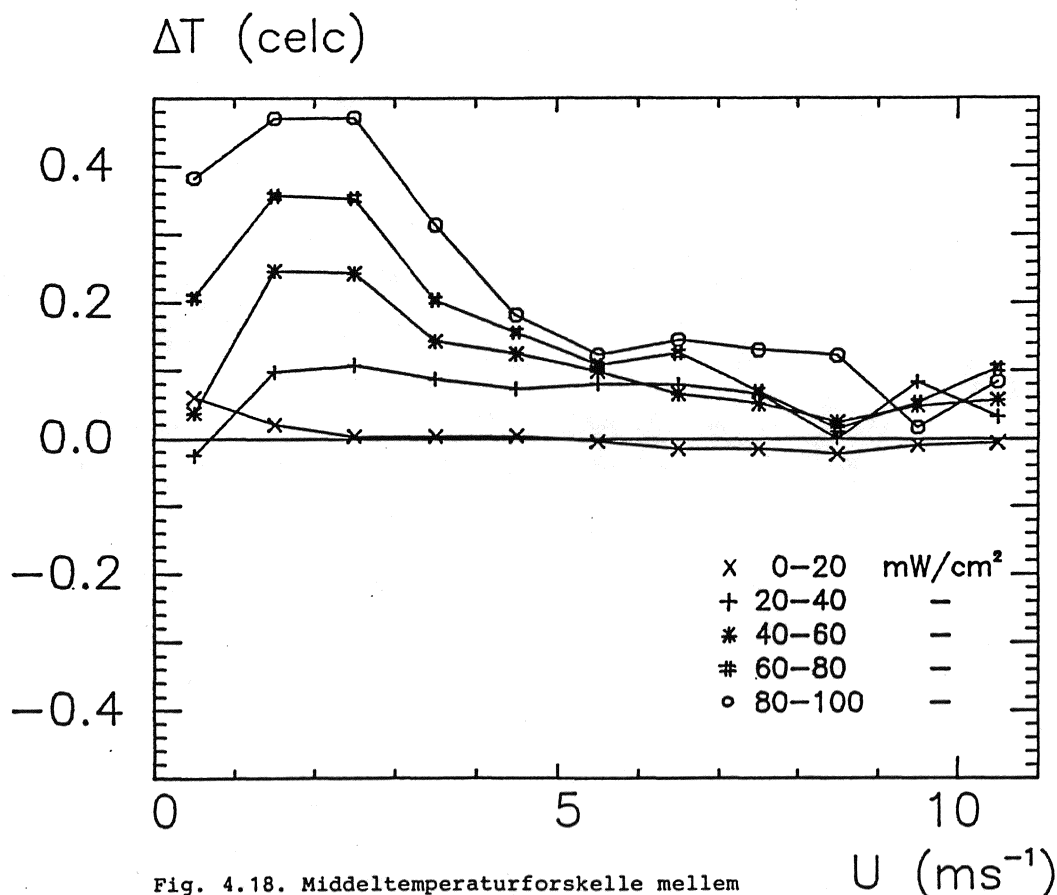


Fig. 4.18. Middeltemperaturforskelle mellem engelsk-hytte og Aanderaa skærm som funktion af kortbølget indstråling og ventilationshastighed. Jylex mast 1.

I JYLEX eksperimentet har der ikke været monteret kunstigt ventilerede strålingsskærme, men vi kan belyse forskellen mellem Aanderaa skærmen og engelsk-hytten på tilsvarende måde, ved den mast hvor der måles kortbølget indstråling (1). Dette er gjort i fig. 4.18, hvor  $\Delta T$  er forskellen mellem engelsk-hytten og Aanderaa skærmen. Ved lille indstråling,  $< 20 \text{ mW/cm}^2$ , er  $\Delta T$  tæt på 0.0 C for alle vindhastigheder. For lave vindhastigheder vokser  $\Delta T$  med voksende indstråling og temperaturen i engelsk-hytten bliver i middel op til 0.5 C højere end temperaturen i Aanderaa skærmen. For en given indstråling aftager  $\Delta T$  med voksende ventilationshastighed. Ved helt lave

vindhastigheder, under 1 m/s, ses en relativ forbedring af engelsk-hyttens egenskaber.

På baggrund af fig. 4.16-4.18 og appendiks 3 må vi konkludere at temperaturen målt i Aanderaa strålingsskærmen (type 4011) er nærmere den sande lufttemperatur end temperaturen målt i engelsk-hytten, og at dens egenskaber er fuldt på højde med de bedste naturligt ventilerede skærme, der er beskrevet andetsteds. Endvidere synes den, under visse omstændigheder og dens øvrige fordele ufortalt, at være at foretrække fremfor en kunstigt ventileret skærm.

Det er sluttelig observeret, ved sydlige vindretninger, at masten kan influere temperaturmålingen i Aanderaa skærmen, og give anledning til for høje målte temperaturer. Tilsvarende advektionsfejl er beskrevet af Gash & Stewart (1975) og Slob (1978).

#### 4.4.2. Temperaturgradienter.

Den vertikale temperaturgradient ved mast 3 kan bestemmes på to uafhængige måder. Temperaturforskellen mellem 22.9 og 2.0 m.o.t. måles direkte ved differensmåling (opl.  $<0.05$  C); endvidere måles luftens absolutte temperatur i de to højder (opl.  $<0.1$  C), hvoraf temperaturforskellen kan beregnes. Målingerne registreres med samme datalogger. De to mål for temperaturforskellen mellem 22.9 og 2.0 m er sammenholdt i fig. 4.19.

Det fremgår at de to systemer ikke stemmer helt overens, idet de to differenser i middel afviger omkring 0.05 C eller mindre. Afvigelsen er størst for de numerisk største, negative værdier af  $\Delta T$  og aftager med voksende temperaturforskel. Vi vil i det følgende benytte differensmålingen, på grund af dennes bedre opløsningsevne.

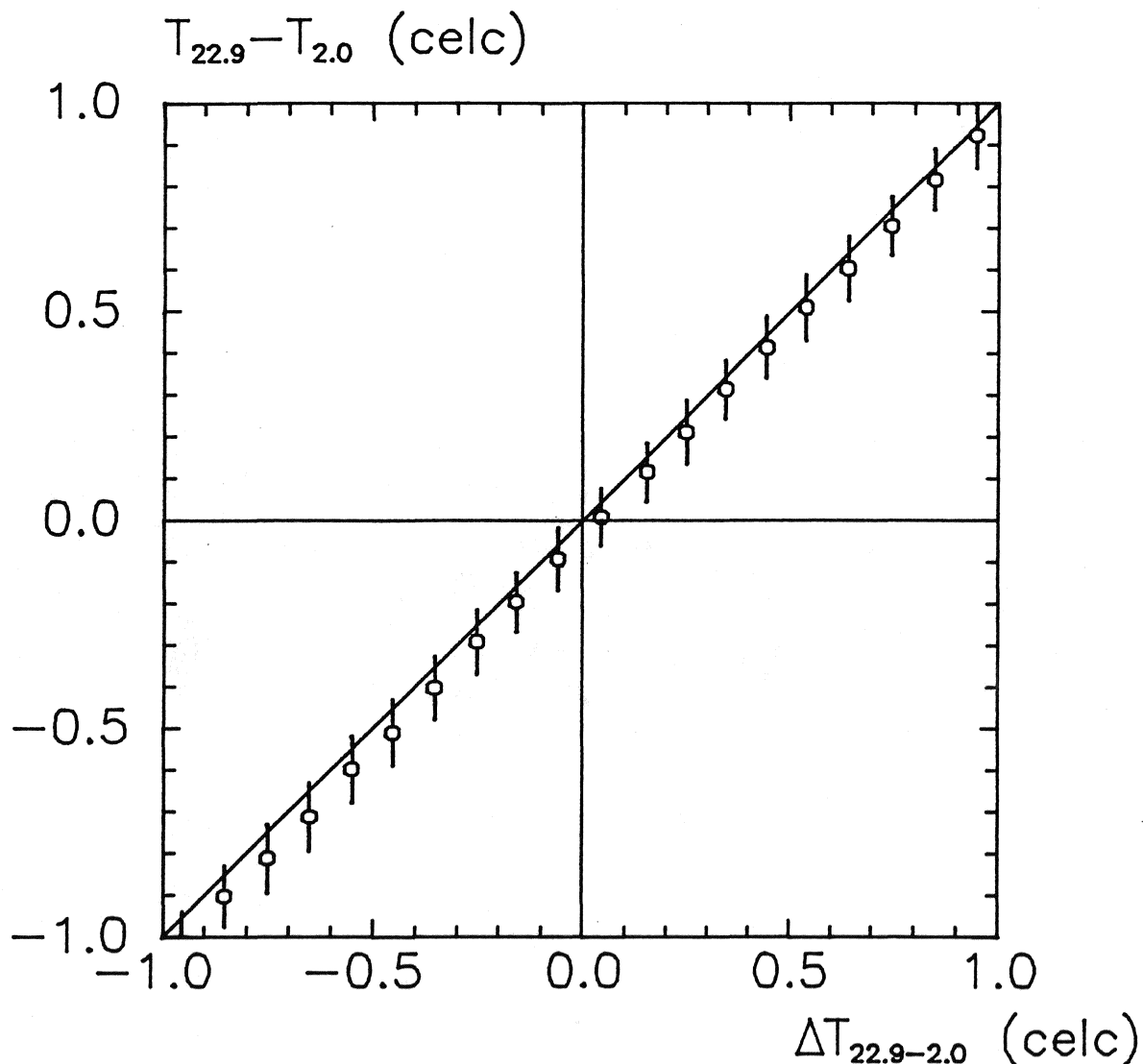


Fig. 4.19.

Sammenligning af temperaturforskellen mellem 22.9 og 2.0 m, bestemt ved differensmåling og absolutmåling.

#### 4.5. Varians- og covariansmålinger.

I afsnit 4.3.7 er det beskrevet hvorledes de målte varianser og covarianser - med den simplest mulige antagelse - kan korrigeres som følge af en sandsynlig fejl i vindhastighedsmålingen med sonic anemometret. I dette afsnit vil vi fokusere på covariansen af  $w$  og  $T$ , idet den målte covarians  $\langle w'T' \rangle$  generelt vil være for stor på grund luftens fugtighed og vindhastigheden vinkelret på målevejen (Kaimal, 1980; Schotanus et al., 1983).

Det kan vises (Schotanus et al., 1983) at middelværdien og den fluktuerende del af sonic temperatursignalet  $T_s$  kan udtrykkes som

$$\bar{T}_s = \bar{T}(1 + 0.51\bar{q}) \quad (14)$$

og

$$T'_s = T' + 0.51q'T - (2\bar{T}/c^2)\bar{V}_n V'_n \quad (15)$$

hvor  $V_n$  er vindhastighedens komponent vinkelret på målevejen. Temperaturfluktuationer målt med sonic anemometret vil således være forskellige fra de sande temperaturfluktuationer, medmindre fluktuationerne af  $q$  og  $V_n$  er nul. Temperaturfluxen  $\langle w'T' \rangle$  kan findes ud fra (15) som

$$\overline{w'T'_s} = \overline{w'T'} + 0.51 \bar{T} \overline{w'q'} - (2\bar{T}/c^2)\bar{V}_n \overline{w'V'_n} \quad (16)$$

hvoraf det fremgår, at sonic temperaturfluxen er større end den sande temperaturflux. Vi får følgelig overestimeret transporten af fri varme hvis vi ikke korrigerer for disse forhold. Dette har yderligere indflydelse på stabilitetsparameteren  $z/L$ , og det 3. led på højre side af (16) bevirker, at den tilsyneladende overgang fra ustabile til stabile forhold finder sted under svagt stabile forhold.

Vi kan i princippet korrigere den målte covarians ud fra (16), men vi kender ikke  $\langle w'q' \rangle$  og  $\langle w'V'_n \rangle$ . Som en første tilnærmelse vil substituere den horisontale vindhastighed for  $V_n$  (som det er tilfældet for sonicprober med en vertikal målevej); det tredje led på højre side af (16) - hastighedskorrektionen - kan da bestemmes direkte af sonicmålingerne. Schotanus et al. (1983) har anvist en metode til at beregne det andet led - fugtighedskorrektionen - som vi forsøgsvis vil benytte i det følgende. Indføres Bowen's forhold,  $\beta$ , givet ved

$$\beta = Q_H/Q_E = (c_p/\lambda)(\overline{w'T'}/\overline{w'q'}) \quad (17)$$

i (16) får vi

$$\overline{w'T'_s} = \overline{w'T'} \left(1 + \frac{0.51 \bar{T} c_p}{\lambda \beta}\right) - (2\bar{T}/c^2)\bar{u} \overline{w'u'} \quad (18)$$

eller hvis vi isolerer  $\overline{w'T'}$

$$\overline{w'T'} = \overline{(w'T'_S + (2T/c^2)u w'u')} (1 + 0.51 \frac{\overline{T} c_P}{\lambda \beta})^{-1} \quad (19)$$

Schotanus et al. brugte et konstant Bowen-forhold på 0.4, begrundet i de ensartede betingelser deres eksperiment udførtes under. I dette tilfælde er det ønskeligt at bestemme Bowen-forholdet direkte, da vi må forvente en betragtelig variation i det tidsrum vores data repræsenterer.

Bowen-forholdet kan bestemmes ud fra profilmålinger som (se f. eks. Oke, 1978)

$$\beta = (c_p/\lambda) ( (\theta_2 - \theta_1)/(q_2 - q_1) ) \quad (20)$$

Da luftens fugtighed ikke måles i flere højder ved denne mast, vil vi benytte målinger fra mast 4 ved beregning af Bowen-forholdet. Det antages ikke hermed, at Bowen-forholdet bestemt ved mast 4 - omkring 20 km fra mast 3 - umiddelbart kan anses for gældende ved mast 3. Vi formoder dog, at forholdene ved de to master er korrelerede i en sådan grad, at vi i klimatologisk midlede målinger kan opnå et rimeligt estimat af fugtighedskorrektionens størrelse. Vi vil i det følgende og i kapitel 5 vurdere dette. Appendiks 4 beskriver kalibreringen af hygrometrene og barometret, og beregningen af Bowen-forholdet udfra disse målinger.

Fig. 4.20 illustrerer fugtighedskorrektionens indflydelse på den målte temperaturflux for hhv. ustabile og nær-neutrale forhold. Korrektionen er i middel ca. 12 pct. for ustabile og omkring 15 pct. for neutrale forhold. Schotanus et al. (1983) og Kaimal (1980) angiver begge størrelsesordenen til 10 pct. På denne baggrund vil vi i det følgende forsøgsvis korrigere den målte temperaturflux efter (19).

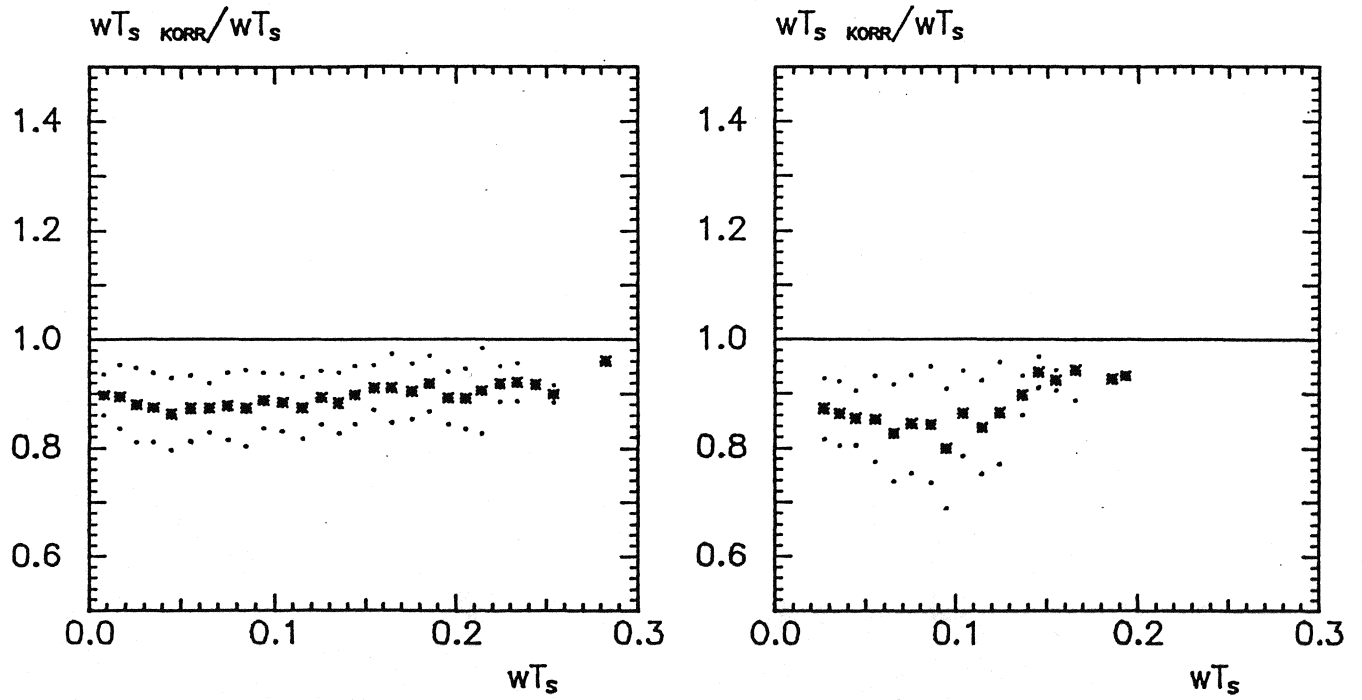


Fig. 4.20a-b. Fugtighedskorrektionens indflydelse på den målte temperaturflux.  
a: ustabile forhold ( $-Ri > 0.05$ ), b: nær-neutrale forhold ( $0 < -Ri < 0.03$ )

## 5. PROFILANALYSE OG DIMENSIONSLØSE GRADIENTER.

JYLEX eksperimentet er, som omtalt i kapitel 2, udført med henblik på at beskrive ændringerne i vindfeltet ved strømning fra vand til land. Da en stor del af datamaterialet, der ligger til grund for denne rapport, er indsamlet i netop sådanne situationer, dvs. ved vindretninger i intervallet 225 til 290 grader, vil vi starte med at beskrive lokaliteten i relation til disse ændringer.

### 5.1. Indre grænselag.

Nordsøen og Ringkøbing Fjord udgør en relativt ensartet grænseflade for den atmosfæriske strømning, idet den kan karakteriseres som en plan og horisontal flade med en relativt ensartet aerodynamisk ruhed og energibalance. Det atmosfæriske grænselag er følgelig uniformt og i ligevægt med havoverfladen. Når strømningen er fra havet mod land oplever grænselaget et momentant skift i overfladens egenskaber ved kystlinien og der udvikles et indre grænselag nedstrøms for denne, i hvilket strømningen er påvirket af landoverfladen (Elliot, 1958). Overgangen fra hav til land omfatter ændring af overfladens højde og geometri, af overfladens karakteristiske ruhedslængde samt af dens energibalance, og beskrivelsen af det indre grænselags udvikling er derfor generelt ikke simpel.

Skjern Å deltaet er karakteriseret af et lille relativt relief og lave koter og vi vil i det følgende betragte overgangen som et simpelt skift i ruhedslængde, karakteriseret ved ruhedsændringen  $m = z_{02}/z_{01}$  (Elliot, 1958), hvor indeks 1 og 2 står for hhv. "opstrøms" og "nedstrøms" i forhold til ruhedsskiftet. Endvidere vil vi se bort fra den termiske stabilitets indflydelse og betragte denne som en modificerende faktor på udviklingen af det indre grænselag under nær-neutrale



forhold.

Det indre grænselag er defineret som det lag hvor ruhedsskiftet påvirker vindhastigheden, og højden af dette kan fastsættes til den højde over jordoverfladen,  $h$ , hvor vindhastigheden adskiller sig fra sin opstrøms værdi med mindre end 1 pct. (Rao et al., 1974). Elliot fandt for neutral stabilitet, at højden af det indre grænselag som funktion af afstanden til ruhedsskiftet,  $x$ , kunne beskrives ved

$$h/z_{o2} = a (x/z_{o2})^{4/5}, \quad x/z_{o2} > 10^3 \quad (1.a)$$

hvor

$$a = 0.75 - 0.03 \ln(z_{o2}/z_{o1}) \quad 0.01 < z_{o2}/z_{o1} < 100 \quad (1.b)$$

For  $m = 0.01 - 100$  er konstanten  $a$  omkring 0.6 til 0.9. Denne relation er siden eftervist eksperimentelt af Bradley (1968) og ved modelberegninger af Rao et al. (1974), der dog fandt en lavere værdi for  $a$  ( $\approx 0.3$ ). (1) er kun gyldig for  $x/z_{o2} > 10^3$ , dvs. typisk fra  $x = 10-100$  m ved overgang fra vand til land. Kvalitativt vil det indre grænselag, for en given afstand  $x$ , være højere hhv. lavere ved ustabile hhv. stabile forhold (Elliot, 1958). Rao (1975) fandt ved modelberegninger at (1) kunne beskrive det ustabile indre grænselag, hvis eksponenten tages som en funktion af stabiliteten ( $n \approx 1.4$  for stærkt ustabile forhold).

Højden af det indre grænselag ved de 4 master kan skønnes ud fra (1). Sættes ruhedslængden for Ringkøbing Fjord til 0.001 m, svarende til  $C_{10} = 0.0019$  (se f. eks Wieringa, 1974), og ruhedslængden for landoverfladen til 0.05 m (se senere), finder vi at det indre grænselag skærer mast 1 i  $\sim 10$  m's højde, mens det er  $\sim 70$  m,  $\sim 250$  m og  $\sim 800$  m dybt ved mast 2, 3 og 4. Mast 3 vil således helt være indeholdt i det indre grænselag der skyldes overgangen fra hav til land, idet mastens højde er  $\sim 1/10$  af grænselagets højde.

Eksistensen af et indre grænselag fremgår af vindprofilerne ved mast 1, fig. 5.1. Her er udvalgt neutrale ( $-0.01 < Ri < 0.01$ )

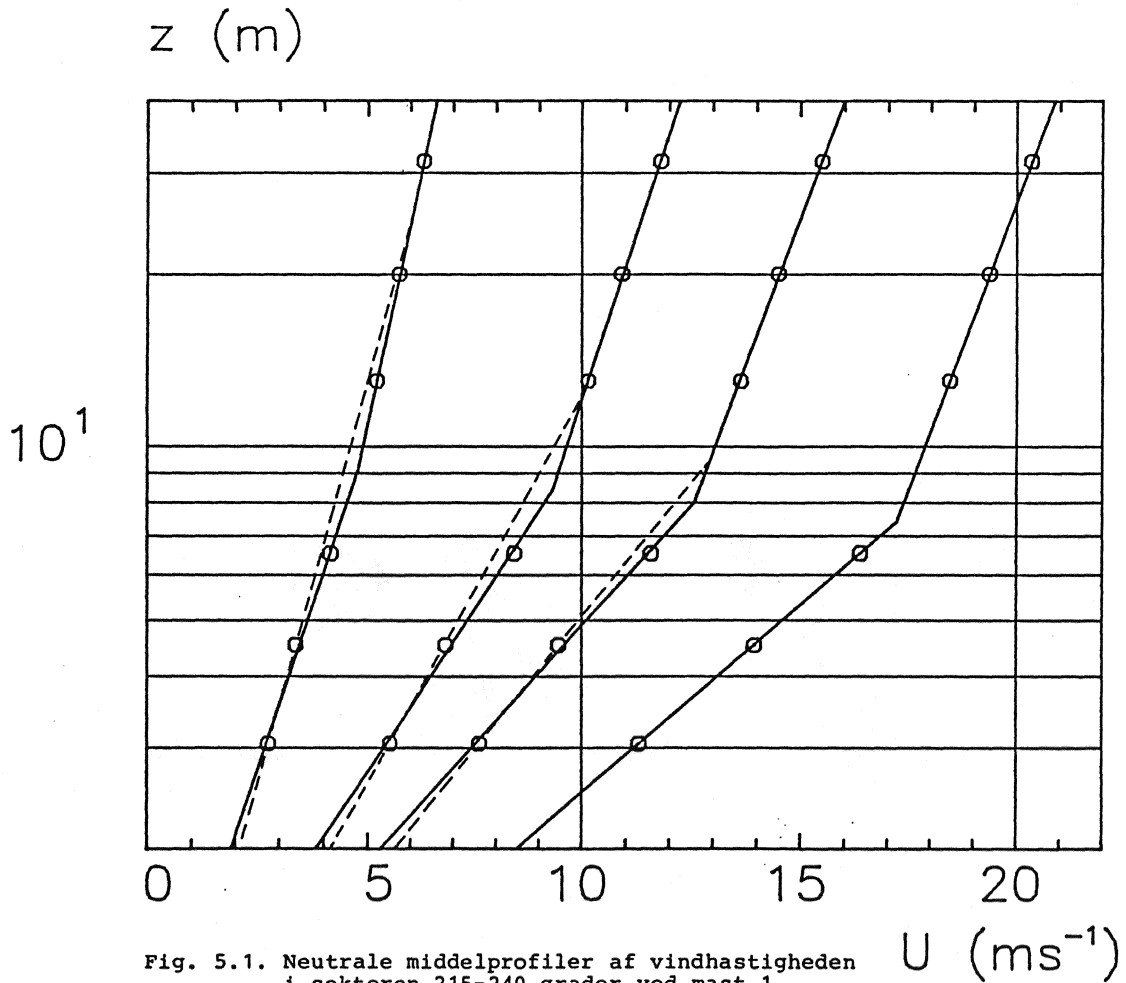


Fig. 5.1. Neutrale middelfprofiler af vindhastigheden i sektoren 215-240 grader ved mast 1.

vindprofiler i sektoren 215 til 240 grader, hvor kystlinien forløber omtrent vinkelret på vindretninger omkring 230 og hvor vandfladen er ubrudt til Holmsland Klit. Profilerne er midlet i 4 vindhastighedsklasser, svarende til  $U(6.5 \text{ m})$  fra 0-5, 5-10, 10-15 og 15-20  $\text{m/s}$ . Der optræder et tydeligt "knæk" i vindprofilerne, svarende til at luften i den nedre del af profilet er bremset op som følge af den større ruhedslængde over land. De to dele af vindprofilet ses at være tilnærmelsesvis logaritmiske og profilet er tegnet udfra denne antagelse. Dette er kun delvis rigtigt for den nedre del af profilet (Rao et al., 1974); hvis vi antager at kun de nederste to højder beskriver et logaritmisk profil, bliver højden af det indre grænselag noget større. Profilerne form er i god overensstemmelse med Bradley (1968). Fig. 5.1 antyder at det indre grænselags højde også er en funktion af vindhastigheden, en tilsvarende observation er gjort af Echols & Wagner (1972).

Elliot (1958) antog at friktionshastigheden i en given afstand fra ruhedsskiftet ikke varierer med højden over overfladen. Senere undersøgelser (f. eks. Rao et al., 1974) viser at dette ikke er tilfældet, og man kan definere et indre ligevægts grænselag (Ibid.) i hvilket forskydningsspændingen  $\tau (= \rho u_*^2)$  ikke afviger fra sin overfladeværdi med mere end 10 pct. Rao et al. fandt at højden af ligevægtslaget udgør ca. 1/100 af afstanden til ruhedsskiftet for  $z_{o1} < z_{o2}$ , og ca. 1/200 for  $z_{o1} > z_{o2}$ . Dette ligevægtslag, eventuelt modificeret af stabiliteten, angiver ved vindretninger mellem 225 og 290 udstrækningen af overfladelaget ved mast 3. Forholdet mellem den øverste målehøjde og afstanden til kystlinien er 1/180 eller mindre.

Mens ruhedsskiftet  $m$  ved overgang fra vand til land typisk er af størrelsesorden  $10^2$ - $10^3$ , er ruhedsskiftet mellem forskellige typer landoverflader (afgrøder) oftest 1-2 størrelsesordner mindre. Omkring mast 3 vil der kun lokalt, f. eks. ved bebyggelse og højere bevoksning, eller i kortere tid, som f. eks. ved stedvis snedække, forekomme ligeså markante ruhedsændringer. Forskelle i ruhedslængde og energibalance mellem arealer med forskellige afgrøder vil medføre dannelse af indre grænselag der influerer på profilmålingerne. Teorierne for og observationerne af indre grænselag viser kvalitativt, at jo højere vi måler i overfladelaget, des længere fra masten skal vi søge den overflade der influerer på målingerne. Af (1) kan vi groft beregne hvilke afstande der svarer til målehøjderne langs masten. Antager vi en ruhedslængde på f. eks. 0.05 m får vi for  $z=3.0, 5.5, 10.0$  og  $24.0$  at  $x \sim 20, \sim 40, \sim 85, \sim 250$  m. Med den variation der forekommer i  $z_o$  ved mast 3 (se senere) og hvis vi yderligere inkluderer effekten af stabiliteten, formoder vi at profilmålingerne er influeret af terrænet fra umiddelbart omkring masten og ud til en afstand af størrelsesordenen 1 km.

Udviklingen af indre grænselag, specielt det ligevægtslag hvor vi kan antage at de turbulente transporter er konstante med højden og i ligevægt med den nye overflade, er endnu ikke forstået fuldt ud (Jensen et al., 1984); formålet med JYLEX eksperimentet er bl. a. at bidrage til belysning af dette. I det følgende vil vi imidlertid antage, at størstedelen af de ændringer der sker ved overgangen fra hav til land har fundet

sted, således at forholdene i overfladelaget ved mast 3 hovedsaglig er bestemt af terrænoverfladen i op til 1 km's afstand fra masten.

## 5.2. Overfladens egenskaber.

Overfladens indflydelse på profilmålinger i overfladelaget repræsenteres ved neutral stabilitet af målehøjden,  $z$ , og overfladens ruhedslængde,  $z_0$ , som det fremgår af det logaritmiske vindprofil

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2)$$

Ofte kan  $z$  tages som den nominelle højde over den faste jordoverflade, men hvis vegetationen omkring målemasten er af en vis højde og tæthed, vil den give anledning til en vertikal forskydning af nulniveauet for profilmålingerne. Opretholder vi  $z=0$  for den faste overflade må vi benytte højden  $z-d$  i (2), hvor  $d$  er nulplansforskydningen. I det følgende afsnit vil vi forsøge at vurdere om der kan gøres en nulplansforskydning gældende for lokaliteten, og i givet fald hvilke muligheder vi har for at bestemme den. Derefter vil vi bestemme de for lokaliteten karakteristiske ruhedslængder.

### 5.2.1. Nulplansforskydning.

Nulplansforskydningen kan betragtes som en empirisk modifikation af det logaritmiske vindprofil, således at dette kan opretholdes selv over "høj" vegetation (Munn, 1966; Stearns, 1970a). Thom (1976) tolker nulplansforskydningen fysisk, som det middelniveau i vegetationen hvor impuls absorberes, dette medfører at  $d$  må være en funktion af vegetationens art, højde og tæthed. For meget spredt vegetation (stor afstand mellem de enkelte ruhedselementer) må jordoverfladen være vores referenceniveau og  $d$  derfor 0. Er vegetationen derimod så tæt at den praktisk taget danner en fast overflade for strømmingen, må  $d$  nærme sig

vegetationshøjden. Det er på denne baggrund bemærkelsesværdigt, at man ofte finder at nulplansforskydningen udgør en simpel brøkdel af vegetationshøjden,  $h_v$ . Brutsaert (1982) angiver følgende relation mellem  $d$  og  $h_v$ , på baggrund af undersøgelser af Stanhill og Kondo

$$d = 2/3 h_v \quad (3)$$

der hovedsaglig er bestemt udfra forskellige landbrugsafgrøder.

Vegetationen umiddelbart omkring masten bestod i vækstsæsonen 1982/83 af roer i sektoren 210-290 grader og korn i sektoren 155-210, mens de tilstødende marker var dækket af korn (Mikkelsen, 1984). Afstanden over roemarken til nærmeste kornmark var fra ca. 80 m (280 grader) til ca. 175 m (225-210 grader), fig. 3.1. Mikkelsen fandt, på grundlag af detaljerede profilmålinger (fra  $z=1.0$  m), ingen nulplansforskydning gældende for roemarken. I vækstsæsonen 1983/84 var afgrøden vinterrug i sektoren 210-290, både på marken omkring masten og fjernere. Sektoren 155-210 udgjordes nærmest masten af græsningsarealer. I juli 1984 målttes højden af kornet til omkring 0.9 m. Der er således grund til at formode (3), i det mindste for sommeren 1984, at vegetationen har medført en nulplansforskydning på maksimalt 0.6 m.

Nulplansforskydningen og ruhedslængden bestemmes ofte fra nær-neutrale vindprofiler, idet (2) kan omskrives til

$$\ln(z-d) = \frac{k}{u_*} u + \ln(z_0) , \quad (4)$$

der ses at beskrive en lineær sammenhæng mellem  $u$  og  $\ln(z-d)$ .  $d$  kan findes iterativt af (4), idet  $d$  tages som den værdi der minimerer summen af afvigelseernes kvadrat og  $z_0$  kan derefter findes som den herved fastlagte rette linies intercept med  $\ln(z-d)$  akse (Monteith, 1976).

Da indførelsen af  $d$  er en transformation af højdeaksen, er det relevant at undersøge hvor stor en højdeforskel der modsvarer den nøjagtighed vi kan måle vindhastigheden med. Af (2) har vi at forholdet mellem vindhastighederne i to højder,  $z_1 < z_2$ , er

$$p = u_1/u_2 = \ln(z_1/z_0)/\ln(z_2/z_0) \quad (5)$$

eller

$$z_1/z_0 = (z_2/z_0)^p \quad (6)$$

hvoraf vi kan beregne den højdeforskel der svarer til et givet hastighedsforhold. Antager vi f. eks.  $p=0.99$ , svarende til den nøjagtighed vi i bedste fald kan måle  $u$  med, og sætter  $z_2$  til de aktuelle målehøjder, får vi følgende højdeforskelle for  $z_0=0.05$  m hhv. 0.01 m, tabel 5.1. Tabellen viser, at vi ikke kan

$z_2$	$z_0$	$\Delta z$	$z_0$	$\Delta z$
2.95	0.05	0.12	0.01	0.16
9.89	0.05	0.51	0.01	0.66
23.80	0.05	1.40	0.01	1.80

Tabel 5.1.  $z_2$ ,  $z_0$  og  $\Delta z$  i meter.

forvente at kunne bestemme en nulplansforskydning af størrelsesorden 1 m eller mindre udfra vindhastighedsmålinger i de givne målehøjder. Eller med andre ord: for at fastlægge  $d$  ved den ovenfor skitserede metode, eller varianter af denne (f. eks. Stearns, 1970a; Lo, 1977), må vi måle i højder af samme størrelsesorden som  $d$ .

Omvendt kan vi slutte at  $d$ 's indflydelse på vindhastighederne må være ringe; sætter vi  $d$  til hhv. 0.2, 0.4 og 0.6 m og  $z_0$  til 0.05 m får vi følgende hastighedsforhold, tabel 5.2, hvoraf det fremgår at kun det nederste kopanemometer (og sonic anemometret) vil være måleligt influeret af  $d$ .

Nulplansforskydningens indflydelse på vindhastighedsgradienten under neutrale forhold fremgår umiddelbart af (2) i differentieret form

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{k(z-d)} \quad (7)$$

Da vi vil bestemme vindhastighedsgradienten i 6.77 m og 8.57 m (se senere) er  $d$ 's indflydelse på denne omkring 10 pct. eller

$z_2$	$d$	$u_1/u_2$
2.95	0.2	0.98
	0.4	0.96
	0.6	0.94
9.89	0.2	1.00
	0.4	0.99
	0.6	0.99
23.80	0.2	1.00
	0.4	1.00
	0.6	1.00

Tabel 5.2.  $z_2$  og  $d$  i meter.

mindre.

På baggrund af ovenstående vil vi i det følgende se bort fra nulplansforskydningen i profilformuleringerne. Yderligere bemærkes, at perioder hvor der kunne optræde en væsentlig nulplansforskydning (155-210: jun-aug 1983, 210-290: jun-aug 1984) udgør en lille del af det samlede datamateriale; og der er ikke nogen sektor i hvilken vi formoder der optræder en nulplansforskydning i både 1983 og 1984. På den anden side er målinger under ustabile forhold stærkt repræsenteret i disse perioder, hvorfor  $d$ 's indflydelse ikke er ensartet fordelt på stabilitetsforhold. Effekten af  $d$  på klimatologisk midlede målinger af f. eks. vindhastighedsgradienten antages dog at være noget mindre end 10 pct.

#### 5.2.2. Overfladens ruhedslængde.

Ruhedslængden defineres formelt som den højde hvor middelvindhastigheden bliver 0 hvis vindprofilet ekstrapoleres til  $u=0$ . I praksis bestemmes ruhedslængden  $z_0$  af vindprofiler opnået under neutrale stabilitetsforhold, ved at benytte mindste kvadraters metode på sammenhørende værdier af  $(u, \ln(z))$ , der antages at beskrive en ret linie. Den absolutte værdi af  $z_0$  har mindre interesse i denne sammenhæng, idet vi kan bestemme de relevante parametre fra vindprofilet uden at kende  $z_0$ . Derimod er rumlige ændringer i overfladens ruhedslængde omkring masten

af afgørende betydning, da disse vil medføre dannelse af indre grænselag som influerer på profilerne af vindhastigheden.

I det ideelle tilfælde hvor overfladen er horisontal homogen vil det neutrale vindprofil være eksakt logaritmisk. Er profilmålingerne påvirket af ruhedsskift vil det give sig udtryk i et "knækket" vindprofil, som vist i fig. 5.1. Med kun 3 målehøjder ved mast 3 kan vi ikke beskrive profilets præcise form, men vi kan dog bestemme profilets kurvatur ved at sammenligne ruhedslængden  $z_{01}$ , bestemt udfra vindhastighederne i 3 og 10 m, med ruhedslængden  $z_{0u}$  bestemt udfra vindhastighederne i 10 og 24 m. Er  $z_{01}$  større end  $z_{0u}$  er profilet opad konkavt, er  $z_{01}$  mindre end  $z_{0u}$  er det konvekst. Forholdet mellem  $z_{01}$  og  $z_{0u}$  er et mål for i hvor høj grad overfladen kan betragtes som horisontal homogen, selv om det i almindelighed vil være forskelligt fra ruhedsskiftet  $m$ , som defineret i afsnit 5.1. Antager vi at masten skæres af et indre grænselag (under neutrale forhold) og at vindprofilet kan approksimeres med to logaritmiske dele der er karakteriseret ved ruhedslængderne  $z_{01}$  og  $z_{02}$ , indses det ved simple geometriske betragtninger at der gælder følgende relationer mellem det tilsyneladende ruhedsskift  $m' = z_{01}/z_{0u}$  og det egentlige ruhedsskift  $m = z_{02}/z_{01}$

	ru-til-glat	glat-til-ru
$h > z_2$	$1 > m' > m$	$1 < m' < m$
$h < z_2$	$1 > m' > m$	$1 < m' < m$

Tabel 5.3.

hvor  $h$  er højden af det indre grænselag ved masten og  $z_2$  er monteringshøjden for det midterste kopanemometer. Ved "ru-til-glat" ruhedsskift får vi et tilsyneladende ruhedsskift som er numerisk større end det egentlige ruhedsskift (men mindre end 1) og omvendt for "glat-til-ru" situationer. I alle tilfælde er det egentlige ruhedsskift mere markant end det tilsyneladende.



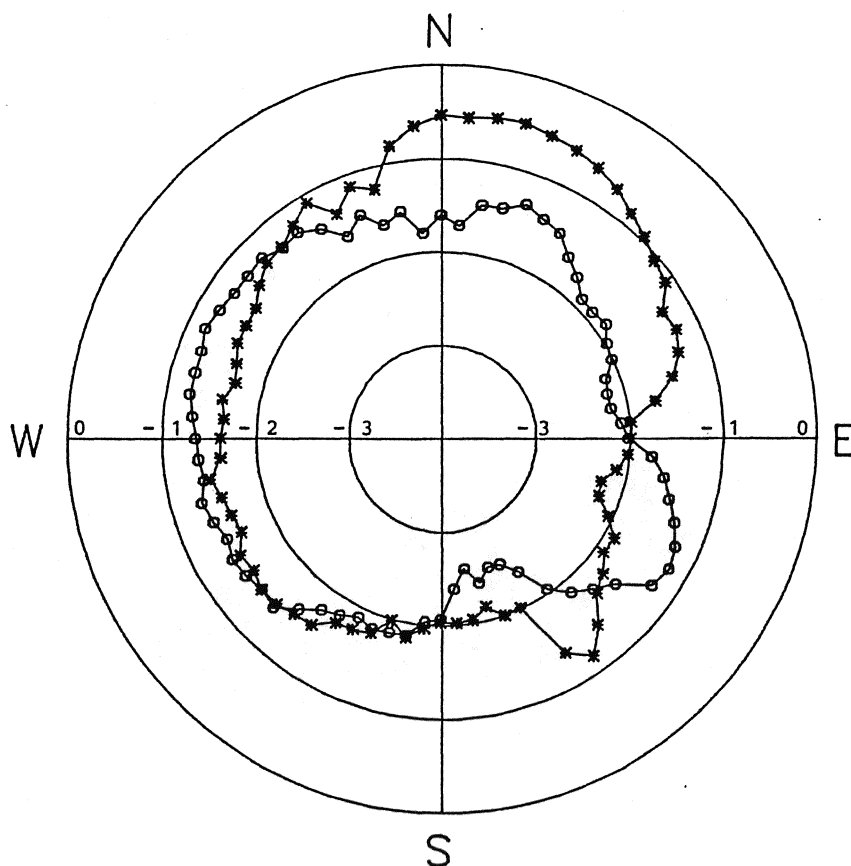


Fig. 5.2. Variationen af  $\log(z_{01})$  (o) og  $\log(z_{0u})$  (\*) med vindretningen i perioden feb. 1983 til aug. 1984  
 $z_{01}$  og  $z_{0u}$  i m.

I fig. 5.2 er vist den sektorvise variation af  $z_{01}$  og  $z_{0u}$  for hele den behandlede periode i en polær, logaritmisk afbildning.  $z_{01}$  og  $z_{0u}$  er bestemt på grundlag af neutrale ( $-0.01 < Ri < 0.01$ ) vindprofiler, som er midlet i 5-graders sektorer for at få et rimeligt ( $\sim 100$ ) antal vindprofiler i hver sektor. Med henvisning til kortet (fig. 3.1) og beskrivelsen af lokaliteten i afsnit 3.1 kan vi tentativt tolke "ruhedslængde-rosen", idet det bemærkes at fig. 5.2 dækker hele perioden og derfor først og fremmest vil afsløre de mere permanente ruhedselementer.

$z_{0u}$  er større end  $z_{01}$ , og også i absolut forstand stor, fra 350 til 080 grader. Omkring retningen til masten skyldes dette hovedsaglig at det øverste anemometer er friere eksponeret end det mellemste, der her er i læt fra masten.  $z_{0u}$  er dog

vedvarende stor til omkring 045, hvilket uden tvivl afspejler gården med omgivende beplantning. Fra 045 til 090 bliver  $z_{ou}$  gradvis mindre, svarende til at bevoksningen (læhegn) bliver lavere og mere åben, og afstanden til denne større. Efter 080, hvor der er endnu en gård, falder  $z_{ou}$  som følge af at den første km her udgøres af marker og græsning.

I samme sektor (350-090) er  $z_{ol}$  en størrelsesorden mindre end  $z_{ou}$ . Det lokale maksimum i  $z_{ol}$  omkring 020 skyldes randvegetationen (buske) omkring søen, ligesom et lokalt maksimum omkring 115. Mellem disse maksima er ruhedslængden 1 cm, en sandsynlig værdi for græsningsarealet øst for søen. Omkring 145 optræder et markant maksimum i  $z_{ou}$ , som der ikke kan gives en forklaring på. Ved besøg i sommeren 1984 fandtes intet i denne retning, som kunne give anledning til dette. De relativt lave værdier af  $z_{ol}$  i sektoren 155-180 skyldes muligvis et svagt fald i terrænet.

Sammenfattende er sektoren fra 350-155(180) som ventet stærkt præget af opvindsstrækkets uensartethed, og forholdet mellem  $z_{ol}$  og  $z_{ou}$  er hyppigt omkring 10 eller 1/10. I modsætning hertil har  $z_{ol}$  og  $z_{ou}$  i hele sektoren fra 180 til 320 grader samme størrelsesorden og forholdet mellem dem er snarere 2 eller 1/2. Ruhedslængder på omkring 5 cm er sandsynlige i denne sektor, der om sommeren udgøres af forskellige afgrøder. Fra 320 til 350 grader er vindhastighederne formodentlig præget af mastens indflydelse.

I relation til udvælgelsen mht. vindretning af delmaterialet (afsnit 3.4), som var begrundet i besøg på lokaliteten samt resultaterne i kapitel 4, bemærkes det at målinger i sektoren 290-320, bedømt ud fra fig. 5.2, ikke må anses for mindre velegnede til vores formål end sektoren 180-290. Omvendt tyder profilanalysen på, at terrænet fra 155-180 er mere inhomogent end først antaget. Vi vil dog af hensyn til analyserne i kapitel 4 opretholde de angivne grænser (155-290). Målingerne i sektoren 155-180 udgør under 10 pct. af delmaterialet.

Til yderligere belysning af terrænets overflade anføres fig. 5.3 og 5.4, der på tilsvarende måde viser den sektorvise variation

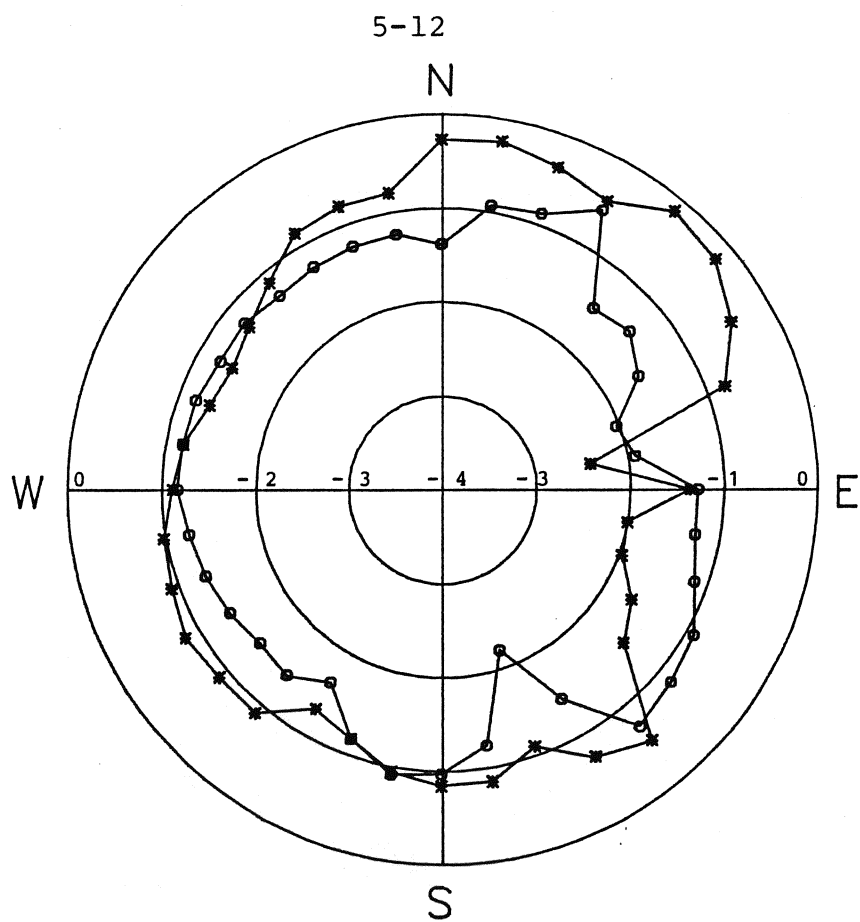


Fig. 5.3. Som fig. 5.2, men i perioden jun-jul-aug 1983.

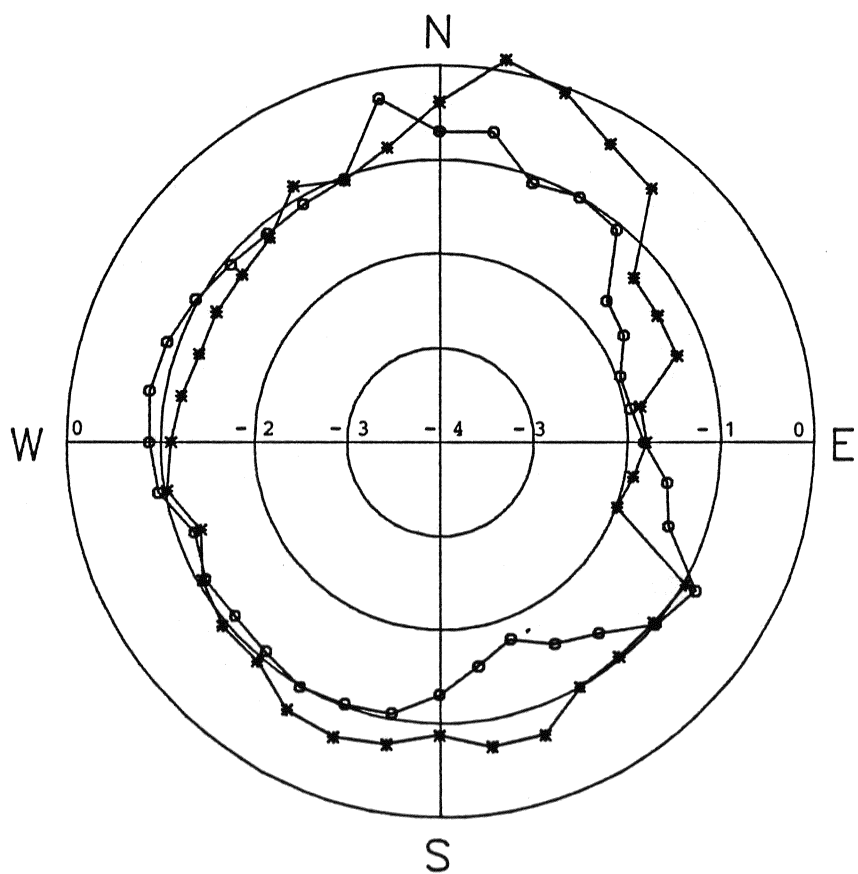


Fig. 5.4. Som fig. 5.2, men i perioden jun-jul-aug 1984.

af  $z_{01}$  og  $z_{0u}$ , for hhv. sommeren (jun-jul-aug) 1983 og 1984. Sektorbredden er her 10 grader, antallet af profiler er omkring 5-50/sektor. Ruhedslængderne er generelt større end i fig. 5.2, i størrelsesordenen 10 cm i den udvalgte sektor. Denne udgør i begge perioder det mest homogene opvindsstræk, specielt i 1984 hvor der var sået korn på de nærmeste marker. Mikkelsen (1984) fandt i 1983 en ruhedslængde for den nærmeste mark (roer) på 6 cm; i sydvestlig retning hvor afstanden over roemarken er størst får vi en tilsvarende værdi.

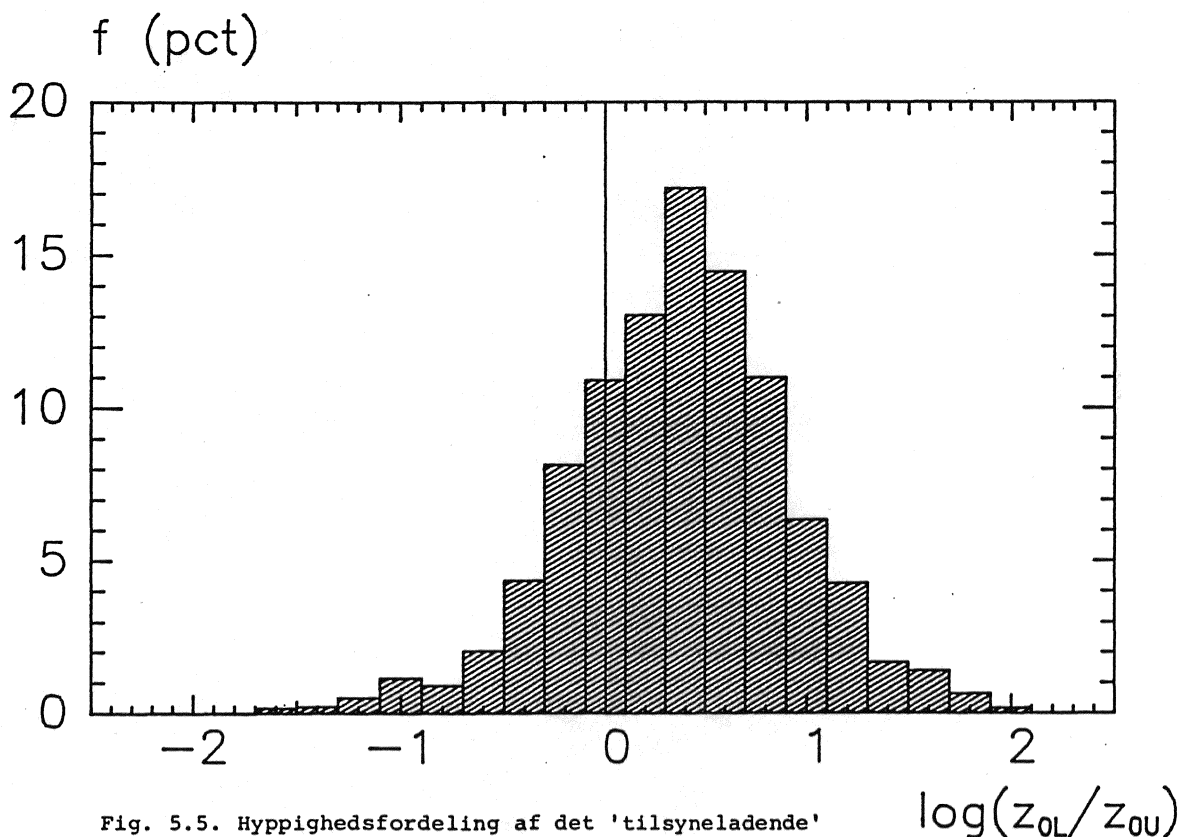


Fig. 5.5. Hyppighedsfordeling af det 'tilsyneladende' ruhedsskift  $m'$  for perioden feb. 1983 til aug. 1984.

I fig. 5.2-5.4 er  $z_{01}$  og  $z_{0u}$  bestemt ud fra middelf profiler og den absolute variation i  $m' = z_{01}/z_{0u}$  fremgår ikke. I fig. 5.5 er  $m'$  derfor beregnet for de enkelte, neutrale profiler i sektoren 155-290, og hyppighedsfordelingen af dette forhold angivet. Ruhedsskift af typen glat-til-ru er hyppigst, sml. fig. 5.2; middelværdien af  $m'$  er 0.444 svarende til  $z_{01} = 3z_{0u}$ . Vi vil senere diskutere konsekvenserne af den viste fordeling for vores

beregninger.

### 5.3. Approximation af vertikale gradienter.

Ved bestemmelsen af de dimensionsløse gradienter af vindhastighed og temperatur skal vi kende profilernes gradienter i en given højde. I dette afsnit vil vi derfor undersøge hvordan vi kan approksimere vindhastighedsgradienten ud fra profilmålingerne.

I afsnit 4.3.2 er det omtalt hvorledes vindprofilet kan beskrives approksimativt med simple matematiske udtryk i  $\ln(z)$  eller  $z$  (4.10 og 4.11). Ved at differentiere disse funktioner opnås følgende udtryk for gradienten af vindprofilet

$$\frac{du}{dz} = \frac{1}{z}(2a \ln(z) + b) \quad (8)$$

$$\frac{du}{dz} = a/z + b \quad (9)$$

Denne metode er benyttet af f. eks. Businger et al. (1971), der dog tilpassede funktionen (4.10) til 5 højder. De to udtryk er testet mod syntetiske profiler: ved stabile forhold gælder (9) eksakt, da det syntetiske profil her er antaget log-lineært, mens det er fundet at (8) approksimerer gradienten bedst under ustabile forhold. Benyttes en kombination af (8) og (9) for ustabile hhv. stabile forhold kan gradienten bestemmes indenfor  $\sim 2.5$  pct. i hele det stabilitetsområde der er repræsenteret i datamaterialet. Afvigelsen er en funktion af højden og er størst i den største og mindste målehøjde, og tæt på 0 omkring den logaritmiske middelhøjde mellem to niveauer. Som ved interpolation af vindhastigheder er den log-lineære funktion det bedste valg hvis der ikke foreligger oplysning om stabiliteten.

Udtryk for vindhastighedsgradienten bestemt ud fra kun to målehøjder kan udledes af (4.10) og (8) hhv. (4.11) og (9). Antager vi f. eks. at vindprofilet kan beskrives ved en log-lineær funktion, er differenskvotienten givet ved

$$\frac{\Delta u}{\Delta z} = \frac{a \ln(z_2/z_1) + b(z_2 - z_1)}{z_2 - z_1}, \quad z_1 < z_2 \quad (10)$$

Gradienten i højden  $z'$  er, fra (9)

$$\left(\frac{du}{dz}\right)_{z'} = \frac{a}{z'} + b \quad (11)$$

Sætter vi (10) lig (11) kan vi finde den højde hvor gradienten er lig med differenskvotienten

$$\left(\frac{du}{dz}\right)_{z'} = \frac{\Delta u}{\Delta z} \quad \text{for } z' = \frac{z_2 - z_1}{\ln(z_2/z_1)} \quad (12)$$

hvor  $z'$  er den logaritmiske middelhøjde (LMH) mellem  $z_1$  og  $z_2$  (Stearns, 1970). Tilsvarende kan vi for 2. gradspolynomiet i  $\ln(z)$  udlede at

$$\left(\frac{du}{dz}\right)_{z''} = \frac{\Delta u}{(z_1 z_2)^{\frac{1}{2}} \ln(z_2/z_1)} \quad \text{for } z'' = (z_1 z_2)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

hvor  $z''$  er den geometriske middelhøjde (GMH) mellem  $z_1$  og  $z_2$  defineret ved

$$z'' = \exp\left(\frac{\ln(z_1) + \ln(z_2)}{2}\right) \quad (14)$$

Fejlen vi begår ved at approksimere gradienten med udtrykkene (12) og (13) er illustreret i fig. 5.6, hvor disse er normaliseret med den eksakte gradient fra syntetiske vindprofiler. Fejlen er generelt en funktion af forholdet mellem målehøjderne, og således mindst i den øvre del af profilet hvor  $z_2 = 2.5z_1$  og størst når vi bruger nederste og øverste niveau ( $z = 2$  m og  $z = 23$  m) hvor  $z_2 = 11.5z_1$ . Ved at kombinere de to udtryk får vi fejl der i denne forbindelse må betegnes som ubetydelige. Approksimation af temperaturgradienten kan foretages med analoge udtryk. Blanc(1983).

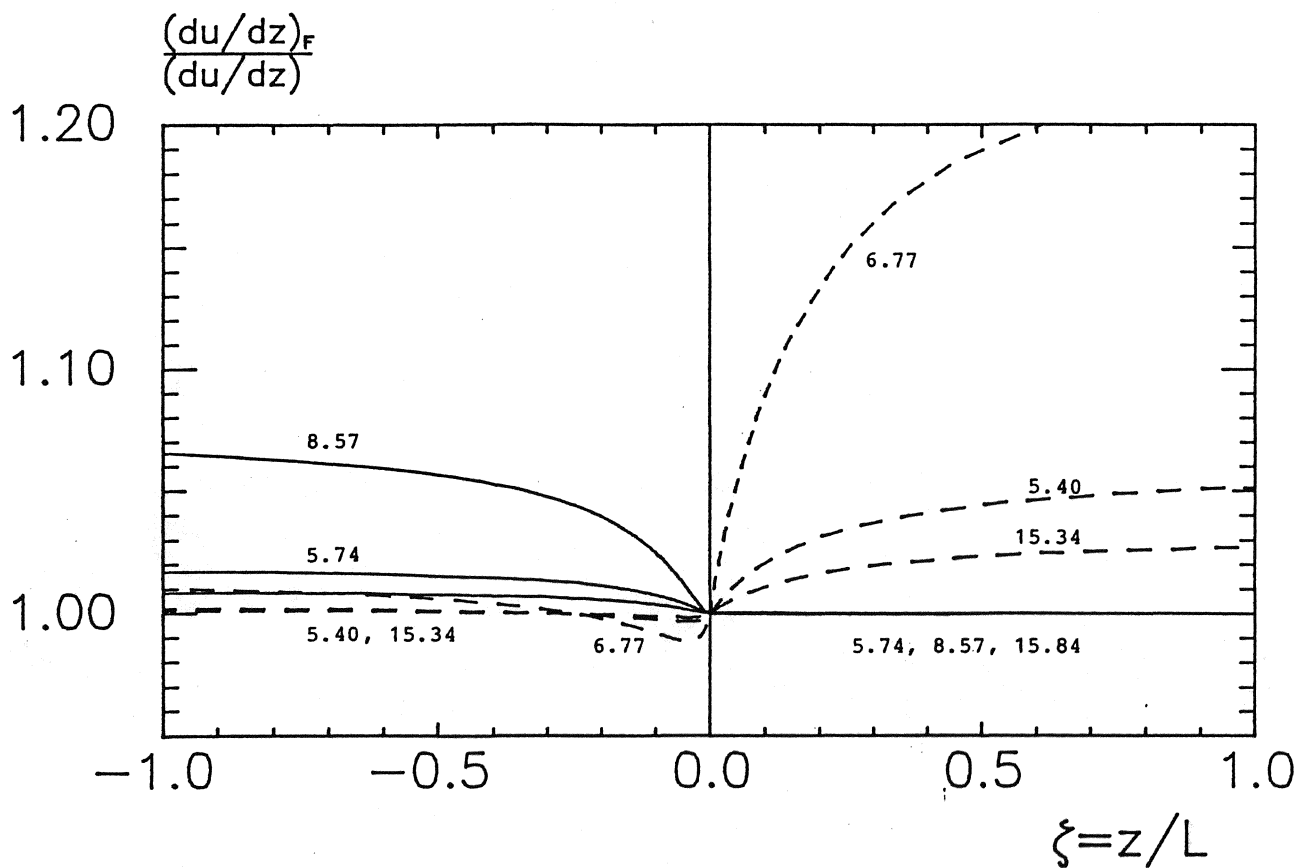


Fig. 5.6. Forholdet mellem den approksimerede gradient fra (12, fuldt optrukket) og (11, stiplede) og den eksakte gradient fra syntetiske vindprofiler, som funktion af stabiliteten.

Kurverne svarer til følgende højder:

$z_1$	$z_2$	GMH	LMH	$z_2/z_1$
2.95	9.89	5.40	5.74	3.4
9.89	23.80	15.34	15.84	2.4
2.00	22.90	6.77	8.57	11.5

I det følgende benyttes de stiplede kurver for ustabile forhold og de fuldt optrukne for stabile.

## 5.4. Den termiske stabilitet.

Luftens termiske stabilitet kan bestemmes på to uafhængige måder instrumenteringsmæssigt: af profilmålingerne kan vi beregne et Richardson tal og af fluxmålingerne kan vi bestemme Monin-Obukhov længden,  $L$ , og dermed stabilitetsparameteren  $z/L$ .

Gradient Richardson tallet,  $Ri$ , er defineret som

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\frac{d\theta}{dz}}{(\frac{du}{dz})^2} = \frac{g}{T} \frac{(\frac{dT}{dz} + \Gamma)}{(\frac{du}{dz})^2} \quad (15)$$

hvor  $g$  er tyngdeaccelerationen,  $\theta$  er luftens potentielle temperatur og  $\Gamma$  er den tøradiabatiske temperaturgradient. I denne formulering er der ikke taget hensyn til luftfugtighedens indflydelse på stabiliteten. For at beregne  $Ri$  tilnærmer vi gradienterne i (15) med differenskvotienter som beskrevet i foregående afsnit. Dette kræver at  $\langle u \rangle$  og  $\langle T \rangle$  måles i de samme højder, hvilket ikke er tilfældet her. Vi ekstrapolerer derfor vindprofilen ved hjælp af (4.10) og (4.11) til de højder hvor der måles temperatur (2 og 23 m).  $Ri$  beregnes herefter for ustabile forhold som

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{(T_2 - T_1) + \Gamma(z_2 - z_1)}{(u_2 - u_1)^2} GMH \ln(z_2/z_1) \quad (16)$$

og antages at gælde for højden  $z = GMH$  (6.77 m), mens vi for stabile forhold får

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{(T_2 - T_1) + \Gamma(z_2 - z_1)}{(u_2 - u_1)^2} (z_2 - z_1) \quad (17)$$

der gælder for højden  $z = LMH$  (8.57 m). Richardson's tal kan således umiddelbart bestemmes af profilmålingerne, men det har den ulempe, at dets variation med højden ikke er givet på forhånd.

Monin-Obukhov længden er defineret som

$$L = \frac{T}{kg} \frac{u_*^2}{T_*} \quad (18)$$



hvor friktionshastigheden  $u_*$  og den skalerende temperatur  $T_*$  er givet ved

$$u_*^2 = - \langle u'w' \rangle \quad T_* = - \langle T'w' \rangle / u_* \quad (19)$$

Covarianserne i (19) samt temperaturen måles direkte med sonic anemometret og  $L$  kan da beregnes af (18). Da  $L$  kun indeholder størrelser der er tilnærmelsesvis konstante med højden i overfladelaget, er stabilitetsparameteren  $z/L$  en lineær funktion af højden. Mens  $z/L$  regnes for den fundamentale stabilitetsparameter og similaritetsteorien for overfladelaget er formuleret med denne parameter, er det oftest  $Ri$  der kan beregnes i en given situation. Sammenhængen mellem  $Ri$  og  $z/L$  kan findes af (15) ved at indsætte

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{kz} \phi_m \quad \text{og} \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{T_*}{kz} \phi_h \quad (20)$$

hvoraf vi får

$$Ri = (z/L) \frac{\phi_h}{\phi_m} \quad (21)$$

$\phi_m$  og  $\phi_h$  er de dimensionsløse gradienter af hhv. vindhastigheden og temperaturen som vi vil beskrive i de følgende afsnit.

## 5.5. Den dimensionsløse vindhastighedsgradient.

Den dimensionsløse gradient af vindhastigheden,  $\phi_m$ , kan bestemmes af sin definitionsligning

$$\phi_m = k \frac{z}{u_*} \frac{du}{dz} \quad (22)$$

hvor  $\phi_m$  udelukkende er en funktion af stabiliteten, beskrevet ved enten  $z/L$  eller  $Ri$ . Størrelserne på højre side af lighedstegnet er bestemt som følger: vindhastighedsgradienten er bestemt som angivet i afsnit 5.3 (8 og 9) og friktionshastigheden er beregnet af sonic målingerne som

$$u_* = ( \langle u'w' \rangle^2 + \langle v'w' \rangle^2 )^{1/4} \quad (23)$$

Beregninger er udført for  $z=6.77$  m for ustabile forhold og  $z=8.57$  m for stabile forhold.  $Ri$  og  $z/L$  er beregnet som angivet i afsnit 5.4 (med  $u_*$  fra (23)).

5.5.1.  $\phi_m$  ved nær-neutrale forhold.

Ifølge similaritetsteorien har  $\phi_m$  grænseværdien 1 når stabiliteten går mod neutral lagdeling, og (22) beskriver da i differentieret form det velkendte logaritmiske vindprofil. Denne grænse ( $z/L = 0$ ) fastlægger von Karman's konstant, idet (uafhængige) målinger af friktionshastigheden og vindhastighedsgradienten efterlader  $k$  som den eneste ukendte størrelse i (22). Vi vil derfor undersøge (22) i et snævert interval omkring neutral stabilitet og forsøge at bestemme  $k$ .

I fig. 5.7a er afbildet (sml. Pruitt et al., 1973)

$$k' = k/\phi_m = \frac{u_*}{z} \left( \frac{du}{dz} \right)^{-1} \quad (24)$$

som funktion af  $Ri$  for nær-neutrale forhold.  $k/\phi_m$  er i det følgende af praktiske grunde omtalt som  $k'$ . Målingerne er midlet i klasser (bredde 0.005) af  $Ri$  og  $\pm 1$  standardafvigelse er angivet. Selv om målingerne er karakteriseret af stor spredning

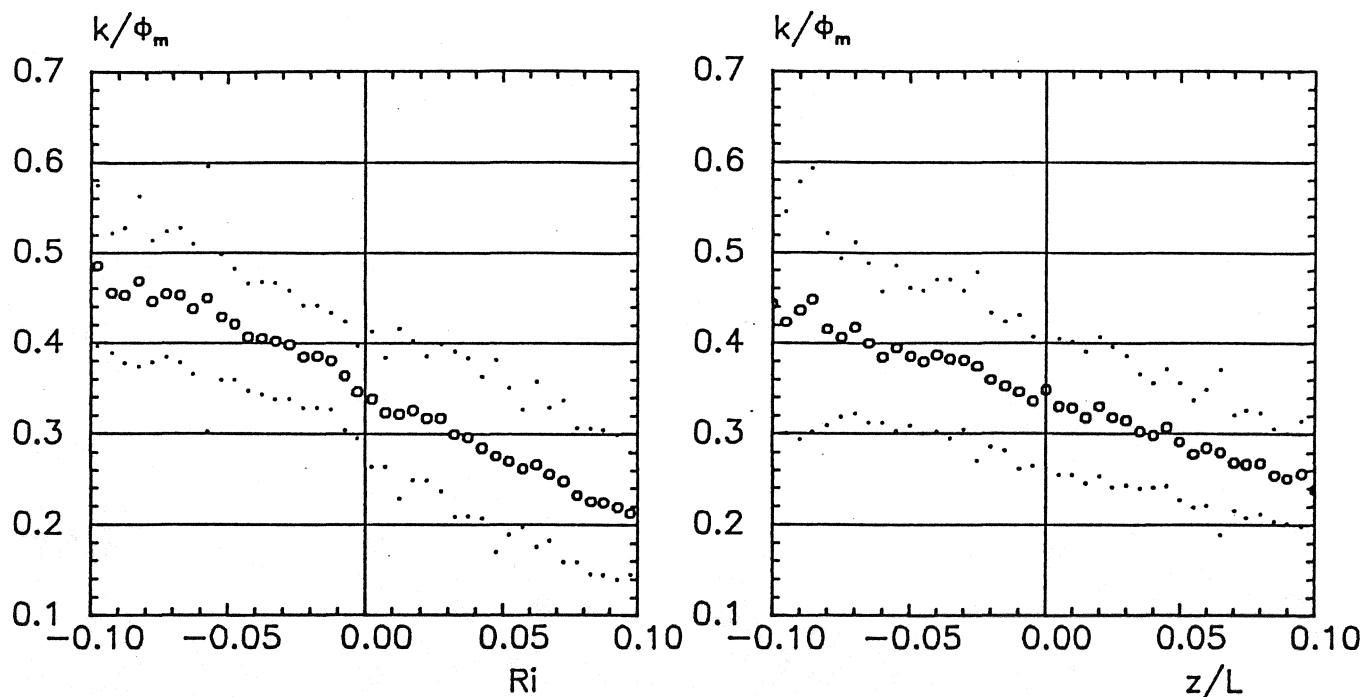


Fig. 5.7. a-b. Se tekst for forklaring.

tegner middelværdierne en nogenlunde sammenhængende kurve der ses at skære  $Ri=0$  i omkring 0.34 ( $\langle k' \rangle$  i intervallet  $-0.005 < Ri < 0.005$  er 0.341). Hvis vi antager at  $\phi_m$  går mod 1 for  $Ri$  gående mod 0 får vi således en værdi for von Karman's konstant på omkring 0.34. Tilsvarende er  $k'$  afbildet i fig. 5.7.b som funktion af  $z/L$ , hvor  $L$  er bestemt direkte fra fluxmålingerne. Hvis vi ser bort fra værdien af  $k'$  i intervallet  $-0.0025$  til  $0.0025$ , der falder uden for det generelle forløb af  $k'$  omkring 0 og hvor spredningen er større end den spredning der karakteriserer de nærmeste nabopunkter, ser vi at  $\langle k' \rangle$  går mod omkring 0.33 for  $z/L$  gående mod 0. ( $\langle k' \rangle$  for intervallerne  $-0.0075 < z/L < -0.0025$  og  $0.0025 < z/L < 0.0075$  er 0.333). Som omtalt i afsnit 4.5 forskydes grænsen mellem ustabile og stabile forhold, på grund af hastighedsfluktuationerne vinkelret på målevejene i sonic anemometret, mod svagt stabile forhold, dvs. mod lavere værdier af  $k'$ . Gentager vi beregningen med denne korrektion påført  $z/L$ , bliver  $\langle k' \rangle = 0.339$  i intervallet  $-0.0075 < z/L < 0.0075$ . Uanset valget af stabilitetsparameter får vi altså en værdi af  $k'$  på omkring 0.34 for neutral stabilitet, eller  $k=0.34$  for  $\phi_m=1$ .

Denne værdi for von Karmans konstant er omkring 15 pct. lavere end de værdier ( $\sim 0.4$ , se f. eks. Dyer, 1974; Yaglom, 1977) der hyppigst angives i litteraturen. Pruitt et al. (1973), hvis undersøgelser direkte tog sigte på at fastlægge  $k$ , finder  $k$  i intervallet  $0.40-0.44$  og anbefaler  $k=0.42$ . Businger et al. (1971) fandt  $k=0.35$ , men under betingelser der stadig diskuteres (Wieringa, 1980; Wyngaard et al., 1982). Af nyere undersøgelser kan nævnes Dyer & Bradley (1982) der finder  $k \sim 0.4$  bedømt udfra nær-neutrale og ustabile forhold ( $-0.004 < z/L < -4.0$ ); her er  $\phi_m$  imidlertid forskellig fra enhedsværdien og  $k'$  bliver følgelig en tilpasning af flere parametre ( $k + 2$  konstanter i  $\phi_m$ ).

Med udgangspunkt i (24) vil vi kort diskutere hvilke forhold der influerer på fastlæggelsen af  $k$ .

Målehighden,  $z$ , er bestemt indenfor omkring 0.05 m i forhold til terrænoverfladen ved masten og det relative relief omkring masten i den aktuelle sektor er i størrelsesordenen 0.1 m. Usikkerhed i den nominelle målehighde kan derfor ikke forklare ovennævnte forhold. En eventuel nulplansforskydning ville få umiddelbar indflydelse på  $k'$ , men de perioder hvor en sådan er mulig vil være relativt svagt repræsenteret ved nær-neutrale forhold, der formodentlig helt domineres af perioder med lille indstråling og relativt høje vindhastigheder. Dette er bekræftet ved at gentage beregningerne i (24) uden perioden maj-august 1984. Herved steg middelværdien af  $k'$  for intervallet  $-0.005 < Ri < 0.005$  fra 0.341 til 0.344. At vi har set bort fra  $d$  i (24) har således ingen væsentlig betydning for fastlæggelsen af  $k$ .

Usikkerheder i bestemmelsen af vindhastighedsgradienten kan henføres til vindhastighedsmålingen samt interpolationsproceduren. Vindhastighedsmålingen er udførlig omtalt i kapitel 4 og appendiks 2, af hvilke det slutes at nøjagtigheden af denne måling i middel er af størrelsesorden 1 pct. Med hensyn til approksimationerne af vindhastighedsgradienten, skifter disse ret brat egenskaber ved overgangen fra ustabile til stabile forhold, og nøjagtigheden er følgelig afhængig af hvor godt vi i praksis kan bestemme denne overgang. I det meget snævre stabilitetsområde vi her

undersøger, vil fejlen ved at benytte den log-lineære form (5.9) hhv. 2. grads polynomiet (5.8) i hele dette interval, dog ikke overstige 1 hhv. 3.5 pct. (der vil forekomme i  $z/L=-0.1$  hhv.  $z/L=0.1$ ).

Da  $k'$  er ligefrem proportional med  $u_*$  vil usikkerhed i målingen af  $u_*$  indgå lineært i bestemmelsen af  $k'$  ( $u_*$  er her reduceret med en faktor 0.92 i overensstemmelse med afsnit 4.3.7). Egentlige målefejl med sonic anemometret kan som før nævnt først afsløres ved en ny, absolut kalibrering af dette i vindtunnel. Fejl i bestemmelsen af  $u_*$  hidrørende fra en ikke-horisontal montering af proben samt probens indflydelse på en inklineret vindvektor, og effekten af den givne scanfrekvens og midlingstid kan ikke estimeres direkte på nuværende tidspunkt, men kan formodentlig give anledning til fejl/usikkerheder af den søgte størrelsesorden (Kaimal, 1980). Af den samlede instrumentering udgør sonic anemometret således den potentielt største fejlkilde.

Endelig kan den lave værdi for  $k'$  skyldes terrænets ikke-ideelle karakter. Modelberegninger (f. eks. Rao et al., 1974) og empiriske undersøgelser (f. eks. Jensen, 1978; Peterson et al., 1979) af det indre grænselag, der opstår ved et simpelt ruhedsskift på tværs af vindretningen, viser, at  $\phi_m(0)$  er forskellig fra enhedsværdien i det indre grænselag. Dette kan indses på følgende måde (Jensen, 1978): antager vi at vindprofilen kan beskrives ved to logaritmiske delprofiler (fig. 5.1), hvor det øvre svarer til den uforstyrrede strømning før ruhedsskiftet og det nedre repræsenterer overfladen nedstrøms for ruhedsskiftet, får vi for de to delprofiler

$$u = \frac{u_{*1}}{k} \ln(z/z_{o1}) \quad \text{for } z > h \quad (25)$$

og

$$u = \frac{u_o}{k} \ln(z/z_{o2}) \quad \text{for } z < h \quad (26)$$

hvor  $u_o$  er overflade friktionshastigheden. Ved differentiation af (26) fås vindhastighedsgradienten i højden  $z$

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_0}{kz} \quad (27)$$

Den dimensionløse gradient af vindhastigheden i højden  $z$  er

$$\phi_m = k \frac{z}{u_*} \frac{du}{dz} \quad (28)$$

hvor  $u_*$  er den lokale friktionshastighed. Ved at indsætte (27) i (28) får vi

$$\phi_m = \frac{u_0}{u_*} \quad (29)$$

Ved et glat-til-ru ruhedsskift er  $u_0$  større end  $u_{*1}$  (Bradley, 1968) og  $u_*$  derfor en aftagende funktion af højden, hvorfor  $\phi_m > 1$ . Omvendt er  $u_0$  mindre end  $u_{*1}$  ved et ru-til-glat ruhedsskift og  $u_*$  derfor en voksende funktion af højden, hvilket medfører  $\phi_m < 1$ . I det indre ligevægtslag, hvor vi kan antage  $u_*$  konstant med højden, er  $u_* = u_0$  og  $\phi_m = 1$ .

Som det fremgår af fig. 5.2-5.5 er størstedelen af målingerne foretaget over ikke-ideelt terræn og vi må derfor forvente en effekt af den angivne type. Til belysning af dette anføres først fig. 5.8, der viser  $\langle k' \rangle$ 's variation med vindretningen, under nær-neutral stabilitet ( $-0.01 < Ri < 0.01$ ), midlet i 5-graders sektorer.  $\langle k' \rangle$  varierer betydeligt med vindretningen, fra 0.28 omkring 245 grader til 0.53 omkring 155 grader, dvs. næsten en faktor 2. Fig. 5.8 og fig. 5.2 udviser et iøjnefaldende sammenfald, idet sektorer hvor middelfilet er opad konvekst (155-180) er karakteriseret af  $k'$ -forhold som er større end ca. 0.4, mens sektorer hvor profilet er konkavt (230-290) er karakteriseret af  $k'$  forhold mindre end 0.4. I sektoren 180-210, hvor profilet er tilnærmelsesvis logaritmisk og derfor (i middel) antyder horisontal homogenitet, er  $k'$  tæt på 0.4 (0.39-0.41). Dette sammenfald peger på en sammenhæng mellem værdien af  $k'$  og terrænets homogenitet, som beskrevet ovenfor. Sonic probens geometri kunne også have bidraget til en variation med vindretningen af  $k'$ , dette kan ikke umiddelbart afgøres fra fig. 5.8.

Sammenhængen mellem filets kurvatur og værdien af  $k'$  er analyseret nærmere i fig. 5.9. For hvert nær-neutrale vindprofil

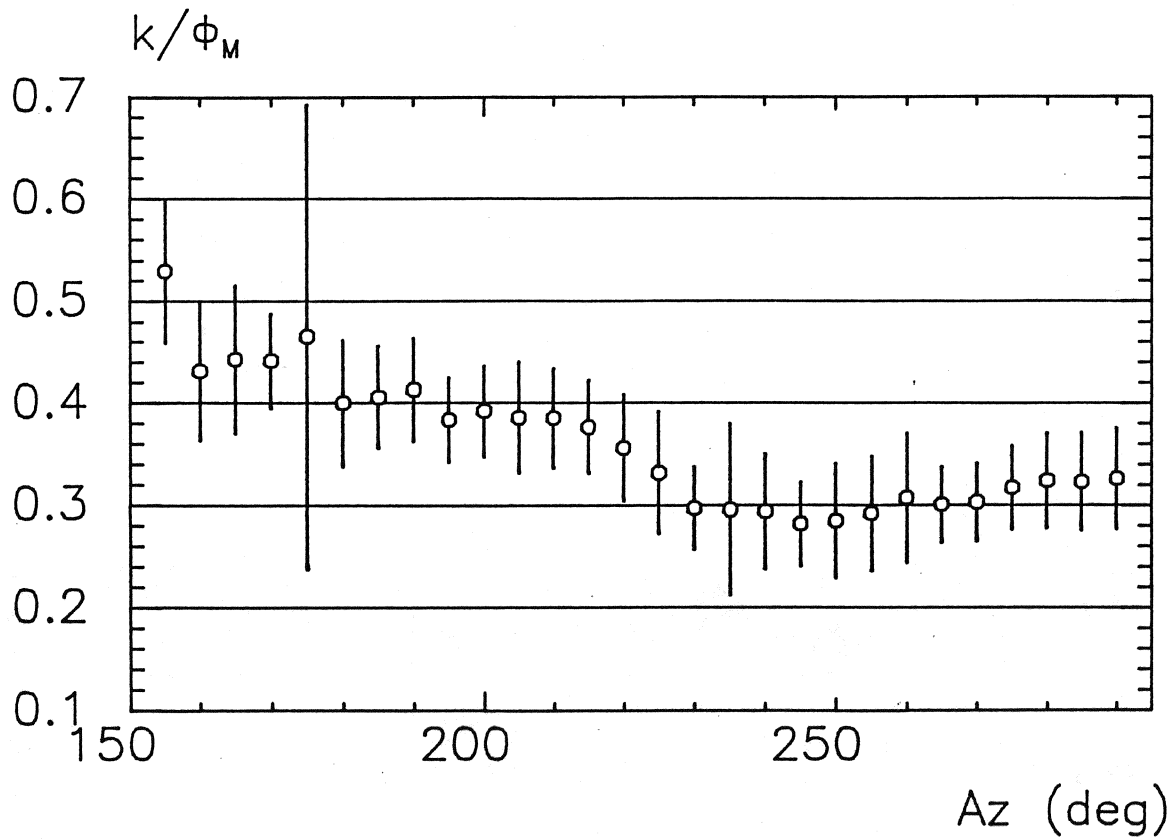


Fig. 5.8. Variationen af  $k/\phi_m$  med vindretningen for nær-neutrale forhold.  
( $-0.01 < Ri < 0.01$ )

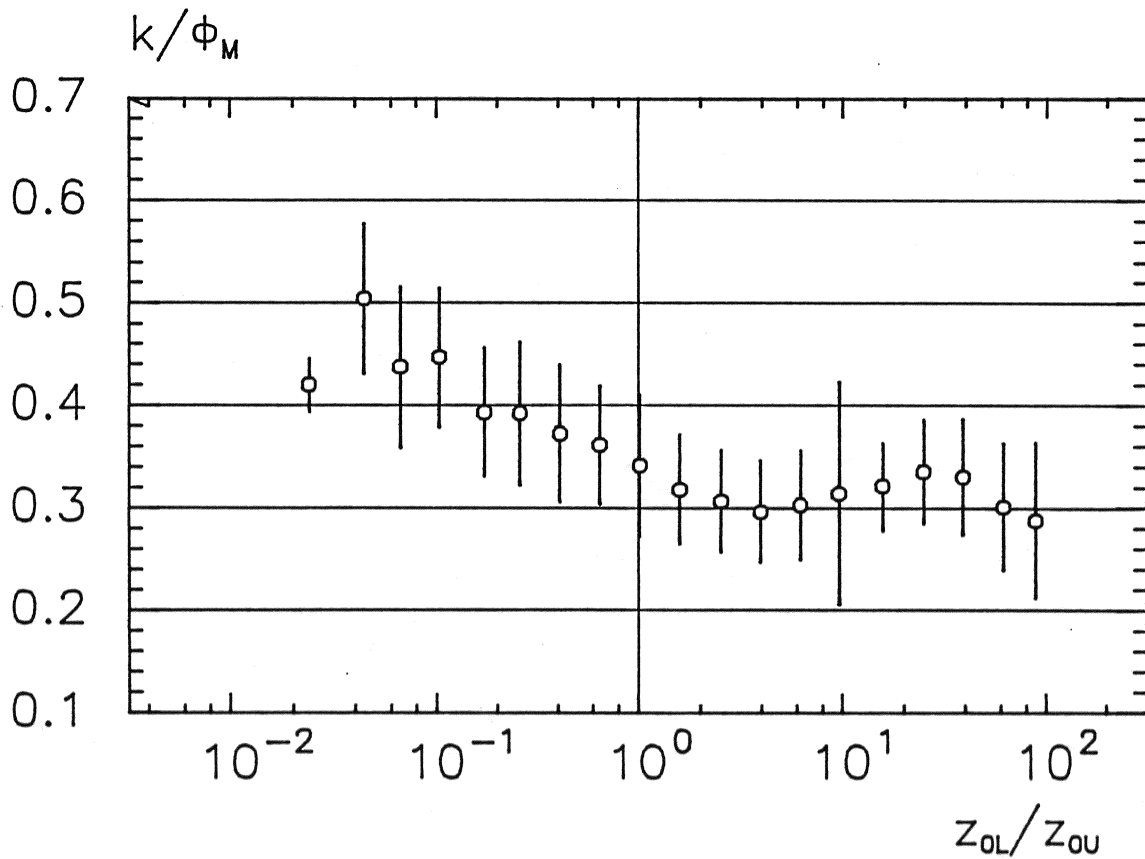


Fig. 5.9. Variationen af  $k/\phi_m$  med det tilsyneladende ruhedsskift for nær-neutrale forhold. Vindretninger i intervallet 155-290 grader.

er beregnet  $k'$ ,  $z_{01}$  og  $z_{0u}$ , og  $k'$  er derefter midlet i logaritmisk ækvidistante klasser af  $m' = z_{01}/z_{0u}$  (sml. fig. 5.5).  $k'$  varierer i samme interval som i fig. 5.8, fra 0.29 omkring  $m'=100$  til 0.51 omkring  $m'=0.04$ . Fig. 5.9 er kvalitativt i overensstemmelse med de ovenfor citerede undersøgelser, idet  $k'(m' < 1)$  er større end  $k'(m' = 1)$ , svarende til  $\phi_m(\sim 0) < 1$  ved et ru-til-glat ruhedsskift; og  $k'(m' > 1)$  er mindre end  $k'(m' = 1)$ , svarende til  $\phi_m(\sim 0) > 1$  i glat-til-ru situationen. En kvantitativ sammenligning er ikke mulig, da  $m'$  som før nævnt ikke er identisk med det egentlige ruhedsskift.

Middelværdien af  $k'$  for 235 vindprofiler i intervallet  $-0.1 < \log(m') < 0.1$  er 0.342. Denne værdi er ikke umiddelbart sammenlignelig med fig. 5.7, idet beregningen i fig. 5.9 er udført for  $z = 5.53$  m. En simpel vægtning med middelværdierne af  $k'$  i intervallet  $-0.01 < Ri < 0.01$ , giver til sammenligning  $k' \sim 0.36$  for  $m' \sim 1$ . Dette er i overensstemmelse med fordelingen af  $m'$  (fig. 5.5), der medfører at  $k'$  i middel må være mindre end denne værdi.

Den tilsyneladende lave værdi af von Karman's konstant skyldes således delvis terrænets inhomogenitet, der medfører at  $\phi_m(0)$  i middel er større end 1. I det følgende vil vi antage at von Karman konstanten har værdien 0.34, begrundet i fig. 5.7, således at  $\phi_m(0)$  antager værdien 1 for  $z/L = 0$ .

#### 5.5.2. $\phi_m$ under ustabile forhold.

Der er i tidens løb foreslået adskillige udtryk for  $\phi_m$  under ustabile forhold, se f. eks. Dyer(1974), Yaglom(1977) og Foken & Skeib (1983). Af disse har vi valgt at sammenholde vores data med den såkaldte Businger-Dyer formel (Dyer, 1967; Businger et al., 1971), der i adskillige eksperimenter har vist sig at give en god beskrivelse af  $\phi_m$  (se også Paulson, 1970; Dyer & Bradley, 1982). Pruitt et al. (1973) analyserede  $\phi_m$  i relation til  $Ri$  og fandt et udtryk af tilsvarende form.  $\phi_m$  er i B-D repræsentationen givet ved



$$\phi_m = (1 - a \frac{z}{L})^n \quad (30)$$

hvor  $a$  og  $n$  er konstanter der fastlægges ved tilpasning af (30) til det aktuelle datamateriale, gennem (22). I denne undersøgelse vil vi beskrive  $\phi_m$  både som funktion af  $Ri$  og  $z/L$ . I førstnævnte tilfælde erstattes  $z/L$  med  $Ri$  i (30).

I fig. 5.10 er  $\phi_m$  afbildet som funktion af  $Ri$ . I lighed med andre undersøgelser (f. eks. Dyer & Bradley, 1982) er det fundet hensigtsmæssigt at benytte en logaritmisk stabilitetsakse, for at 'sprede' informationen mest muligt. Her er målingerne midlet i logaritmisk ækvidistante klasser af  $Ri$ . Den fuldt optrukne kurve i fig. 5.10 svarer til

$$\phi_m = (1 - 12 Ri)^{-1/3}, \quad (31)$$

der ses at beskrive middelværdierne af  $\phi_m$  rimeligt godt. Ved fastlæggelsen af konstanterne i (31) er benyttet en simpel grafisk metode, da det ikke på dette tidspunkt forekommer formålstjenligt med en egentlig statistisk tilpasning af (30) til datamaterialet. Den grafiske metode består i at udtegne B-D repræsentationen på en transparent for  $n=-1/2$ ,  $-1/3$  og  $-1/4$  og forskellige værdier af  $a$ , og derefter visuelt bestemme de værdier af  $n$  og  $a$  der giver den bedste tilpasning. Det er ved dette valg tilstræbt at vægte punkterne i forhold til antallet af observationer der indgår i disse. I praksis er valget mellem to eksponenter rimeligt indlysende og det skønnes at valget af  $a$  derefter kan gøres indenfor  $\pm 2$ . For yderligere at underbygge denne simple metode er datamaterialet analyseret i log-log koordinater, idet vi har fra (30)

$$\log(\phi_m) = n \log(1 - a Ri) \quad (32)$$

der i log-log koordinater beskriver en ret linie med hældning  $n$ . Resultatet er gengivet i fig. 5.11, der understøtter det subjektive valg af  $a$  og  $n$ . Pruitt et al. (1973), der analyserede  $\phi_m$  i relation til  $Ri$ , fandt  $a=16$  og  $n=-1/3$  (med  $k=0.42$ ). At spredningen omkring middelværdierne i fig. 5.10-11 er stor, må forventes på baggrund af de forhold der er omtalt i afsnit 5.5.1. Den samlede indflydelse af disse forhold på

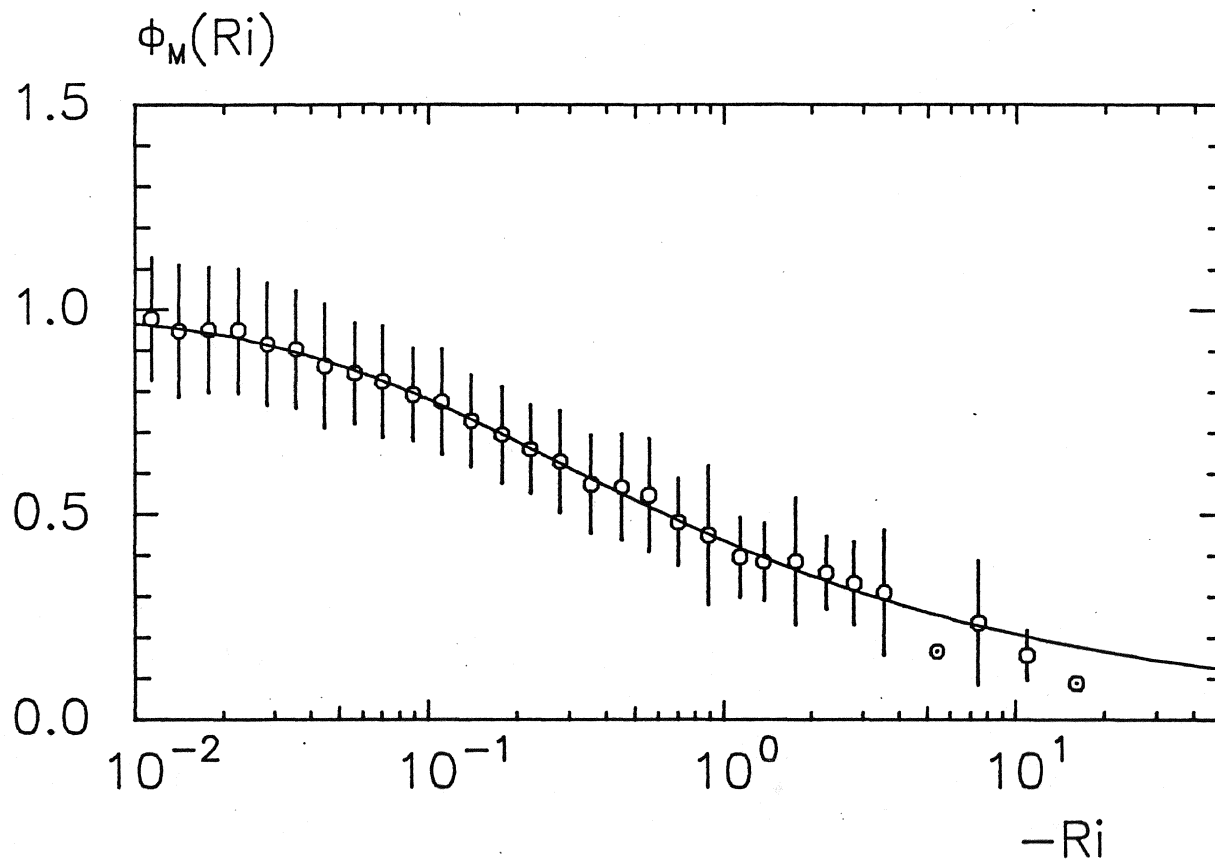


Fig. 5.10. Den dimensionsløse vindhastighedsgradient som funktion af gradient Richardson tallet. Fuldt optrukket linie svarer til (31).

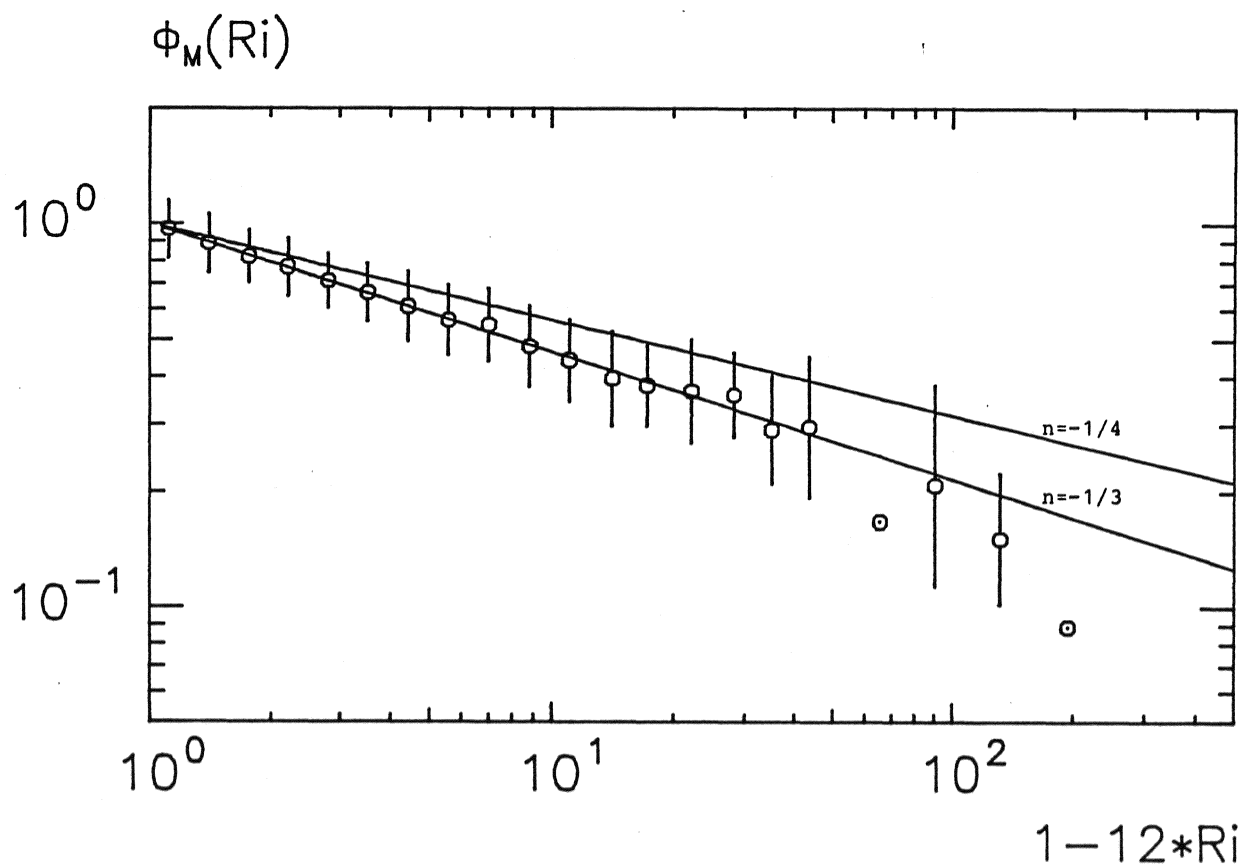


Fig. 5.11. Data som i fig. 5.10, men i log-log afbildning. Linier svarer til (32) med  $a=12$  og  $n=-1/4$  hhv.  $-1/3$ .

middelværdierne, ser derimod ud til at kunne beskrives ved en simpel faktor.

En tilsvarende analyse af  $\phi_m$  i  $z/L$ -koordinater er gengivet i fig. 5.12.  $z/L$  er her korrigeret mht. vindhastigheden vinkelret på målevejene i sonic anemometret (afsnit 4.5). Endvidere er i fig. 5.12 vist funktionen

$$\phi_m = (1 - 12 \frac{z}{L})^{-1/3} \quad (33)$$

For  $-z/L > 1$  falder punkterne over (33), men udviser ikke nogen entydig variation. Sammenholdt med fig. 5.10 er fig. 5.12 karakteriseret af væsentlig større spredning omkring middelværdierne. Da det stort set er de samme værdier af  $\phi_m$  der er afbildet, kan den større spredning forklares med usikkerhed i  $z/L$ -bestemmelsen; formodentlig af friktionshastigheden der indgår i 3. potens i  $L$ . De samme data er afbildet i log-log koordinater i fig. 5.13.

Udover den antagne von Karman konstant på 0.34, adskiller (33) sig fra publicerede  $\phi_m$  ( $z/L$ )-relationer ved værdien af eksponenten, der hyppigst er fundet til omkring  $-1/4$  (Dyer, 1974; Yaglom, 1977). Carl et al. (1973) fandt ved profilanalyse, at eksponenten  $-1/4$  (med  $a=16$ ) beskrev  $\phi_m$  bedst ved svagt ustabile forhold, mens  $-1/3$  passede bedre med målinger under stærkt ustabile forhold (fri konvektion). Det er dog ikke muligt på grundlag af fig. 5.12-5.13 at afgøre dette.

### 5.5.3. $\phi_m$ under stabile forhold.

Adskillige undersøgelser (f. eks. Businger et al., 1971; Carl et al., 1973; se også Yaglom, 1977) har vist at  $\phi_m$  er en lineær funktion af  $z/L$  for moderat stabile forhold ( $z/L < 1$ )

$$\phi_m = 1 + b(z/L) \quad (34)$$

hvor konstanten  $b$  er omkring 5. Under ekstremt stabile forhold vides ikke meget om  $\phi_m$ ; similaritetsteorien forudsiger at  $\phi_m$

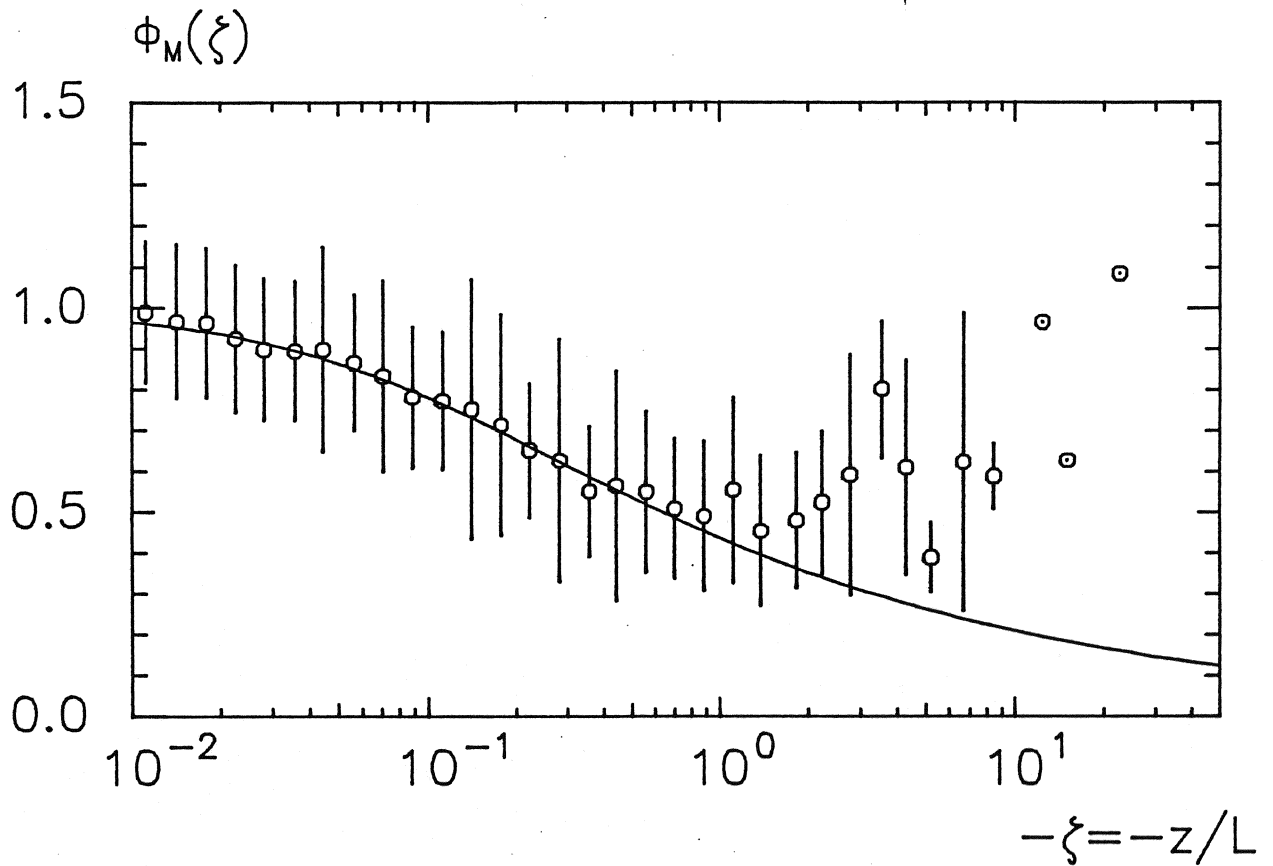


Fig. 5.12. Den dimensionsløse vindhastighedsgradient som funktion af  $z/L$ .  
 Fuldt optrukket linie svarer til (33).

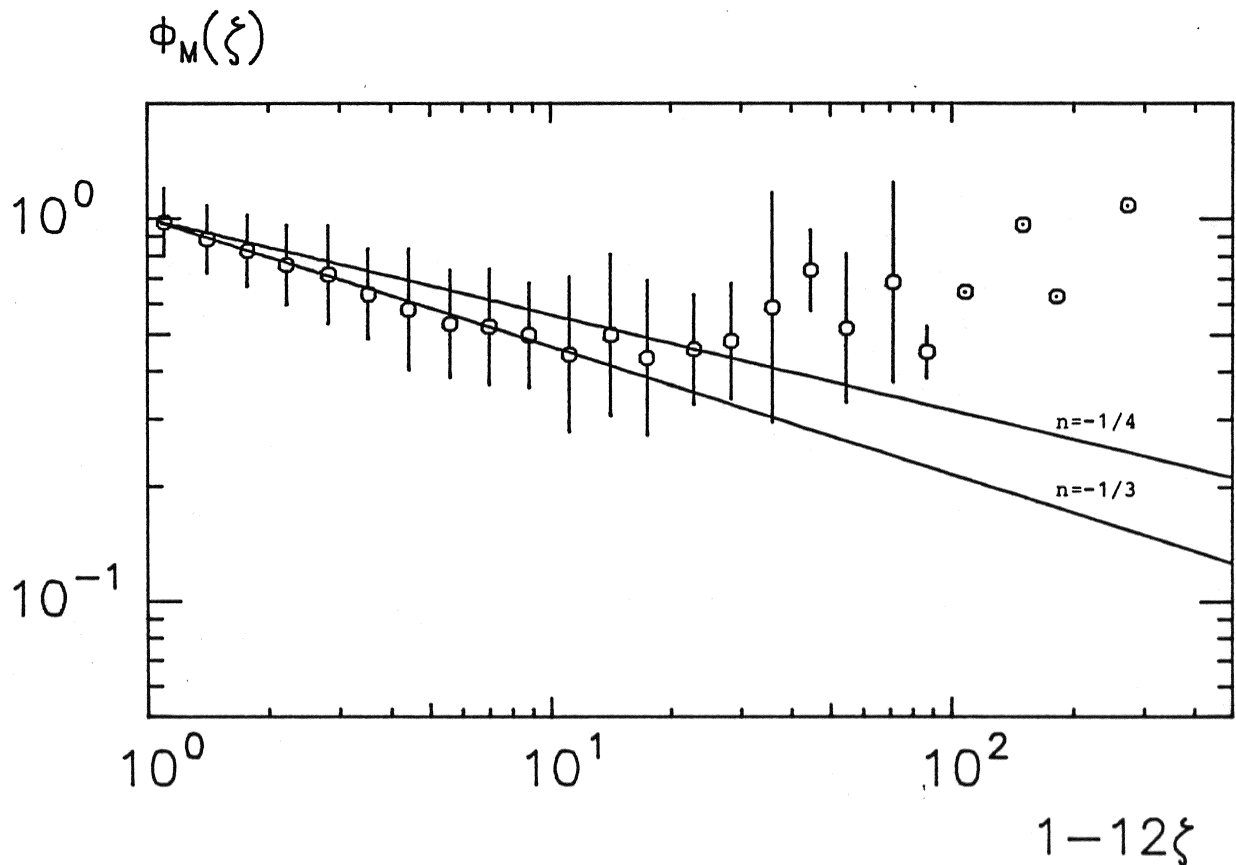


Fig. 5.13. Data som i fig. 5.12, men i log-log afbildning. Linier svarer til (32) med  $a=12$  og  $n=-1/4$  hhv.  $-1/3$ .

bliver proportional med  $z/L$ , Brutsaert (1982) angiver at observationer ved  $z/L > 1$  tyder på at  $\phi_m$  muligvis antager en konstant værdi ( $\sim 6$ ).

Dyer (1974) og Brutsaert (1982) konkluderer, på baggrund af eksisterende flux/gradient relationer, at disse for både impuls og fri varme er sammenfaldende under moderat stabile forhold og beskrevet ved (34). Sammenhængen mellem  $Ri$  og  $z/L$  (21) reduceres med denne antagelse til

$$Ri = (z/L)/\phi_m = (z/L)/(1 + b(z/L)) \quad (35)$$

Isolerer vi  $z/L$  i (35) og indsætter i (34) får vi følgende udtryk for  $\phi_m$  som funktion af  $Ri$  (for  $Ri < 1/b$ )

$$\phi_m = (1 - b Ri)^{-1} \quad (36)$$

I det følgende vil vi sammenholde vores data med (36) og (34). Som i det foregående afsnit vil vi ikke foretage en egentlig statistisk tilpasning af (36) og (34) til datamaterialet, men benytte den omtalte grafiske metode. Kurver for (36) og (34) er udtegnet med værdier af  $b$  mellem 3 og 7.

I fig. 5.14 er  $\phi_m$  afbildet som funktion af  $Ri$ . Den fuldt optrukne kurve svarer til (36) med  $b=4.5$ , og giver en god beskrivelse af middelværdierne for  $Ri < 0.15$ . For  $Ri > 0.15$  bliver afvigelsen mellem punkterne og kurven gradvis større,  $\phi_m$  synes dog at være en voksende funktion i intervallet  $0.15 < Ri < 0.23$ . For  $Ri > 0.23$ , som er tæt på det kritiske Richardson tal ( $\sim 0.25$ , Panofsky & Dutton, 1982), kan observationerne tydeligvis ikke beskrives indenfor den her skitserede ramme.

Fig. 5.15 viser  $\phi_m$  som funktion af  $z/L$ . Den fuldt optrukne kurve svarer til (34) med  $b=4.5$ . En lavere værdi ( $\sim 4$ ) giver en bedre tilpasning for  $0.5 < z/L < 2.0$ , men en ringere for  $z/L < 0.5$ , hvor hovedparten af datamaterialet befinder sig.  $\phi_m$  er en voksende funktion for  $0 < z/L < 2.5$ , for større  $z/L$ -værdier er spredningen stor og variationen ikke entydig.

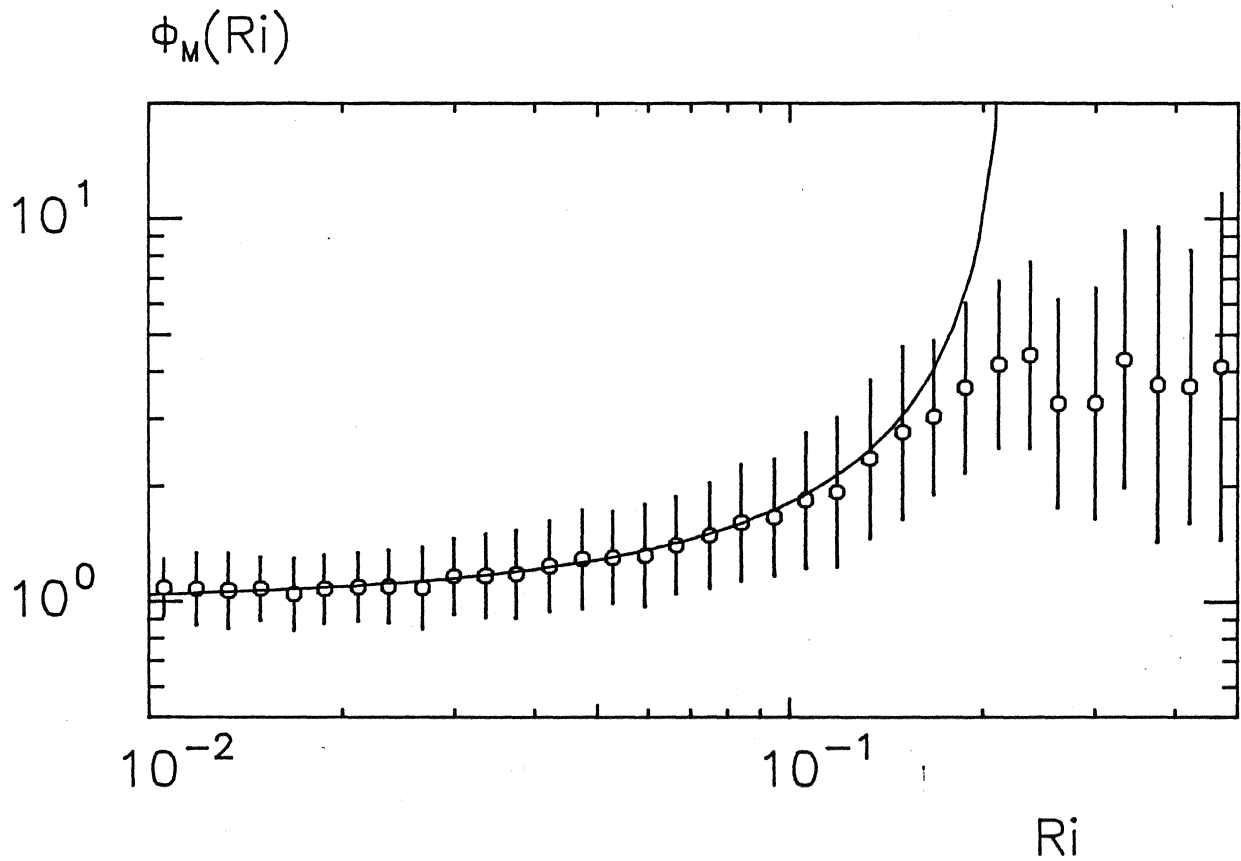


Fig. 5.14. Den dimensionsløse vindhastighedsgradient under stabile forhold.  
Fuldt optrukket kurve svarer til (36) med  $b=4.5$ .

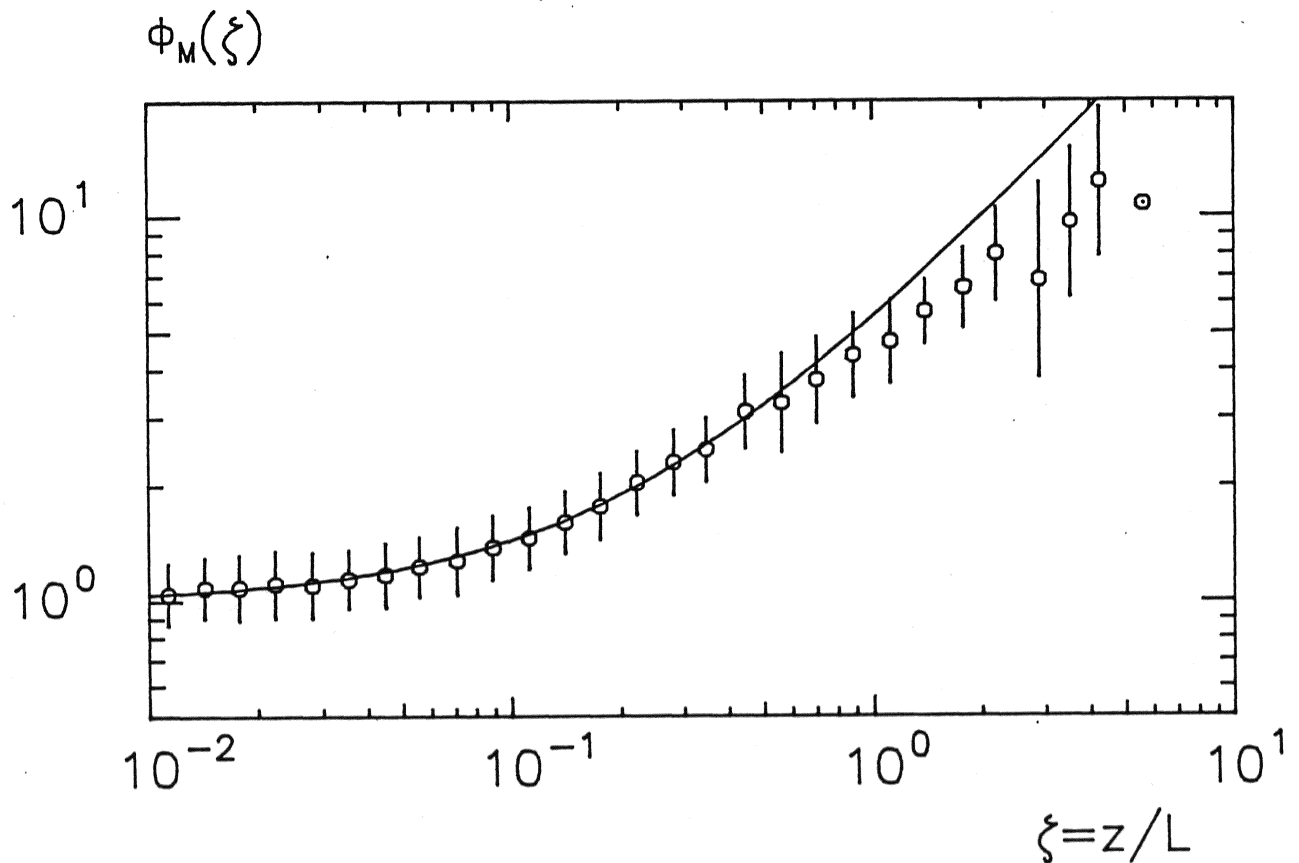


Fig. 5.15. Den dimensionsløse vindhastighedsgradient under stabile forhold.  
Kurven svarer til (34) med  $b=4.5$ .

I modsætning til beskrivelsen af  $\phi_m$  under ustabile forhold giver beregningen i  $z/L$ -koordinater den mindste spredning her. Da overfladelagets udstrækning bliver gradvis mindre ved stigende stabilitet, er  $z/L$  et mere karakteristisk mål for stabiliteten i dette end Richardson-tallet for laget 2-23 m.

#### 5.6. Den dimensionsløse temperaturgradient.

Den dimensionsløse gradient af temperaturen,  $\phi_h$ , kan som  $\phi_m$  bestemmes af sin definitionslikning

$$\phi_h = k \frac{z}{T_*} \frac{d\theta}{dz} \quad (37)$$

I praksis er den potentielle temperaturgradient ringere bestemt end vindhastighedsgradienten, da temperaturen kun måles i to højder: 2 m og 22.9 m. Blandt andet af denne grund vil vi indskrænke os til at beskrive  $\phi_h$  under ustabile forhold, hvor varmekfluxen er numerisk større end ved stabile forhold og hvor målehøjderne ikke er kritiske i relation til udstrækningen af overfladelaget.

Med hensyn til målingen af varmekfluxen med sonic anemometret, er det sandsynligt at  $\langle w'T' \rangle$  er mindre følsom overfor 'flow-distortion' problemer end  $\langle w'u' \rangle$  (Dyer et al., 1982) og at  $\langle w'T' \rangle$  blandt andet af denne grund i middel kan bestemmes med en bedre relativ nøjagtighed end  $\langle w'u' \rangle$ . På den anden side er sonic anemometrets temperatursignal ikke kalibreret og der er (tilsyneladende) ikke publiceret undersøgelser om varmekfluxmålinger med denne type probe. Dette udgør en grundlæggende usikkerhed i det følgende.

Den potentielle temperaturgradient i (37) bestemmes som beskrevet i afsnit 5.3 (se også Blanc, 1983). Dvs. for ustabile forhold

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{(T_2 - T_1) + \Gamma(z_2 - z_1)}{GMH \ln(z_2/z_1)} \quad (38)$$

hvor  $z=GMH$  er den geometriske middelhøjde mellem 2.0 og 22.9 m.

Den skalerende temperatur beregnes af sonicmålingerne som

$$T_* = - \langle w'T' \rangle / u_* \quad (39)$$

med  $u_*$  bestemt fra (23). Stabilitetsparametrene  $Ri$  og  $z/L$  er beregnet som angivet i afsnit 5.4.

#### 5.6.1. $\phi_h$ ved nær-neutrale forhold.

I modsætning til  $\phi_m$  (22) går både gradienten og fluxen i (37) mod 0 for  $z/L$  gående mod 0. Dette stiller store krav til målingen af disse i et stabilitetsområde omkring neutral, og gør bestemmelsen af  $\phi_h(0)$  særdeles vanskelig. (Vi antager her at  $k$  i (37) er identisk med von Karman konstanten (Yaglom, 1977; Dyer & Bradley, 1982), som fundet i foregående afsnit). Ved analysen af det aktuelle datamateriale er det således ikke fundet muligt at beskrive  $\phi_h$  omkring neutral stabilitet.

Fig. 5.16a-b illustrerer problemet i dette tilfælde. Her er temperaturfluxen afbildet som funktion af differensen i potentiel temperatur mellem 2 og 23 m, inddelt i 0.05 C intervaller. Det fremgår af begge figurer at fluxmålingen og den potentielle temperaturgradient forudsiger overgangen mellem ustabile og stabile forhold forskelligt (dette fremgår også af  $Ri$ - $z/L$  plot). I fig. 5.16a, hvor  $\langle w'T' \rangle$  er taget direkte fra sonic anemometret, er  $\langle w'T' \rangle$  i middel 0 ved en forskel i potentiel temperatur på 0.2 C. Temperaturfluxen er påført hastighedskorrektionen (afsnit 4.5) i fig. 5.16b, hvilket forskyder  $\langle w'T' \rangle$  nulniveauet mod ustabile forhold, i overensstemmelse med (4.19). For  $\langle w'T' \rangle = 0$  er der dog stadig en forskel i potentiel temperatur på 0.1 C, der ikke umiddelbart kan forklares. Hastighedskorrektionen må, som nævnt i afsnit 4.5, betragtes som en tilnærmelse. Temperaturforskellen er sammenlignet med tilsvarende absolutmålinger i afsnit 4.4.2, hvoraf det fremgår, at den her benyttede differensmåling i hele det ustabile område er omkring 0.05 C højere end forskellen mellem absoluttemperaturerne. Fig. 5.16 og fig. 4.19 antyder derfor, at den potentielle temperaturgradient i (37) muligvis er



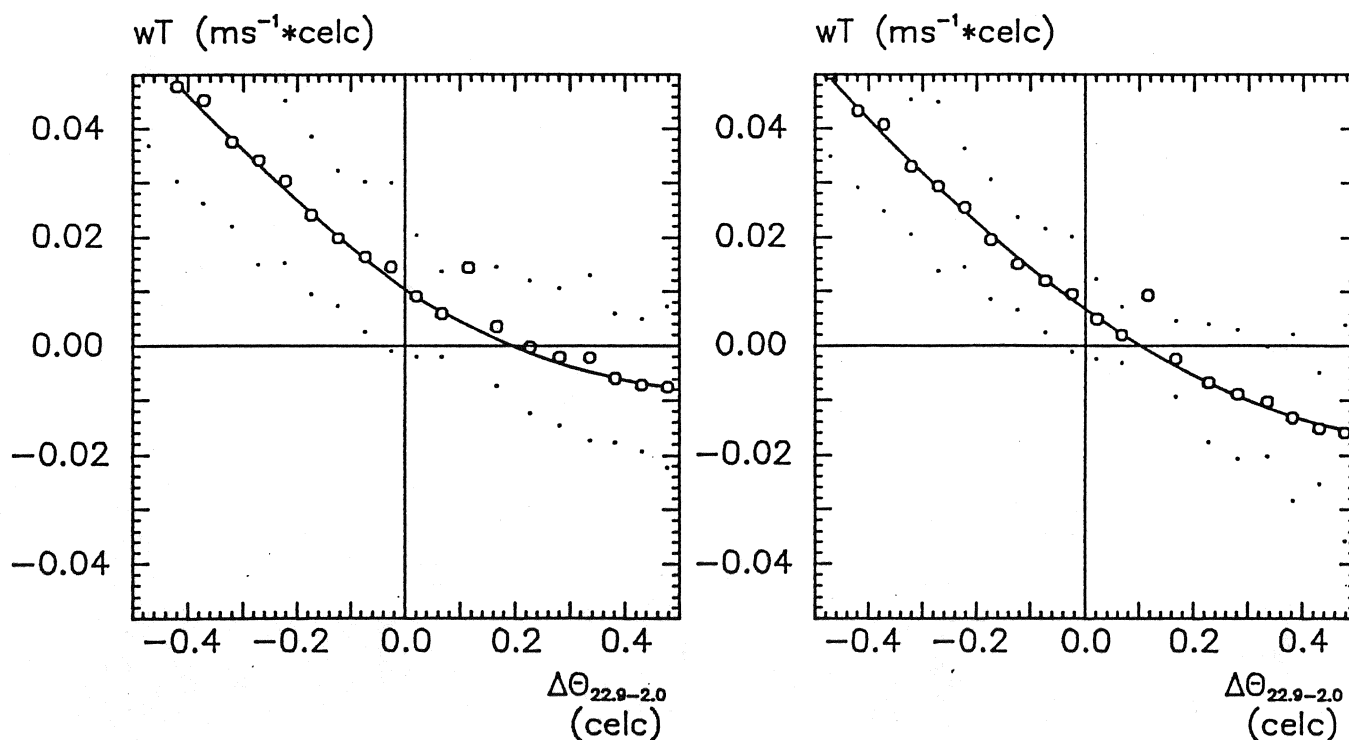


Fig. 5.16a-b. Temperaturfluxen fra sonic anemometret afbildet mod forskellen i potentiel temperatur mellem 2 og 22.9 m. Kurve indlagt med fri hånd.  
a: målt temperaturflux, b: temperaturflux påført hastighedskorrektion.

systematisk for stor.

#### 5.6.2. $\phi_h$ under ustabile forhold.

Da den skalerende temperatur er divisor (37) bliver bestemmelsen af  $\phi_h$  usikker ved små værdier af  $T_*$ . I lighed med Mikkelsen (1984) er  $T_*$  derfor i det følgende begrænset til værdier numerisk større end 0.06 C.

I fig. 5.17 er de fra (37) beregnede værdier af  $\phi_h$  afbildet som funktion af  $Ri$ . Som for  $\phi_m$  er målingerne midlet i logaritmisk ækvivalente klasser af  $Ri$ , og  $\pm 1$  standardafvigelse er angivet. For at belyse den i afsnit 4.5 omtalte fugtighedskorrektion af  $\langle w'T' \rangle$  er der vist data uden denne korrektion (o) og med (\*). Det er ved beregningen af korrektionen antaget at Bowenforholdet er positivt og større end 0.1, hvilket begrænser korrektionen

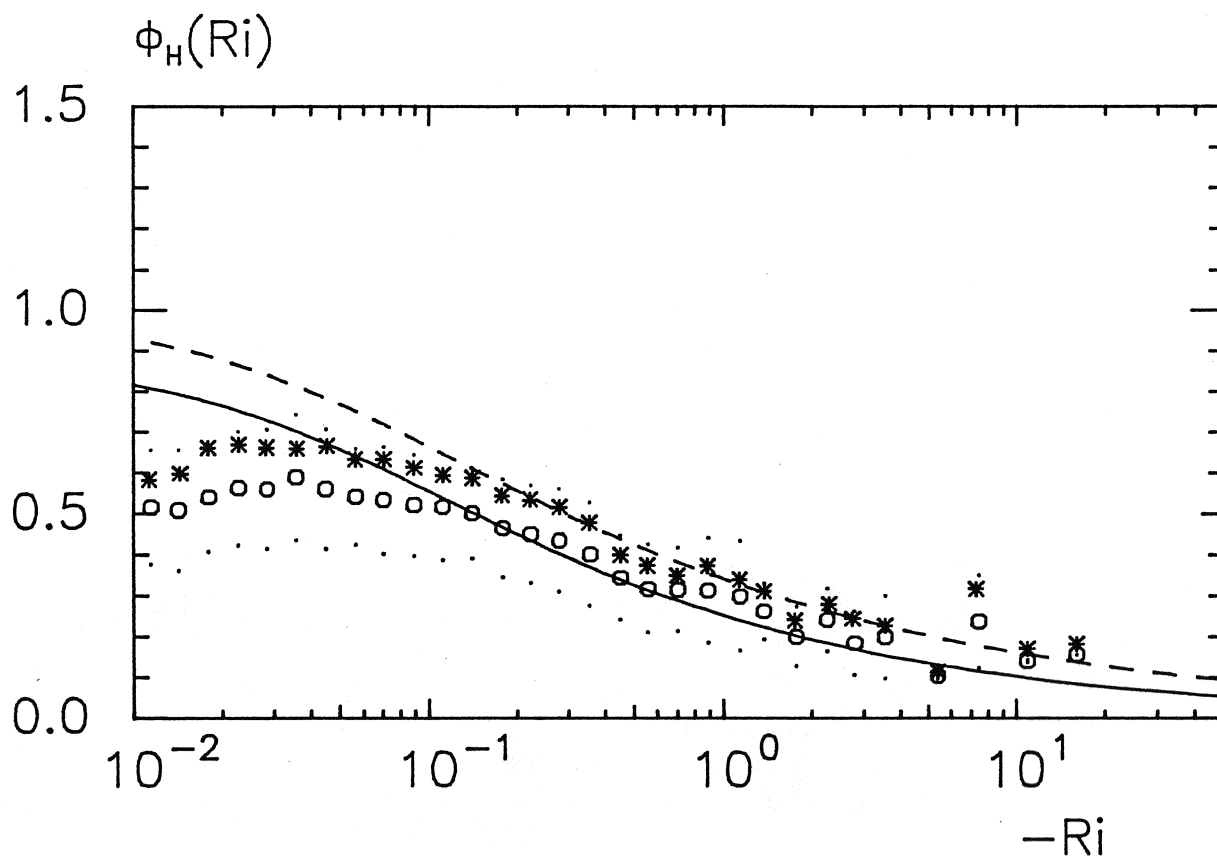


Fig. 5.17. Den dimensionsløse temperaturgradient under ustabile forhold, som funktion af gradient  $Ri$ . Fuldt optrukket kurve svarer til (40), stiplet til (41). Se tekst for yderligere forklaring.

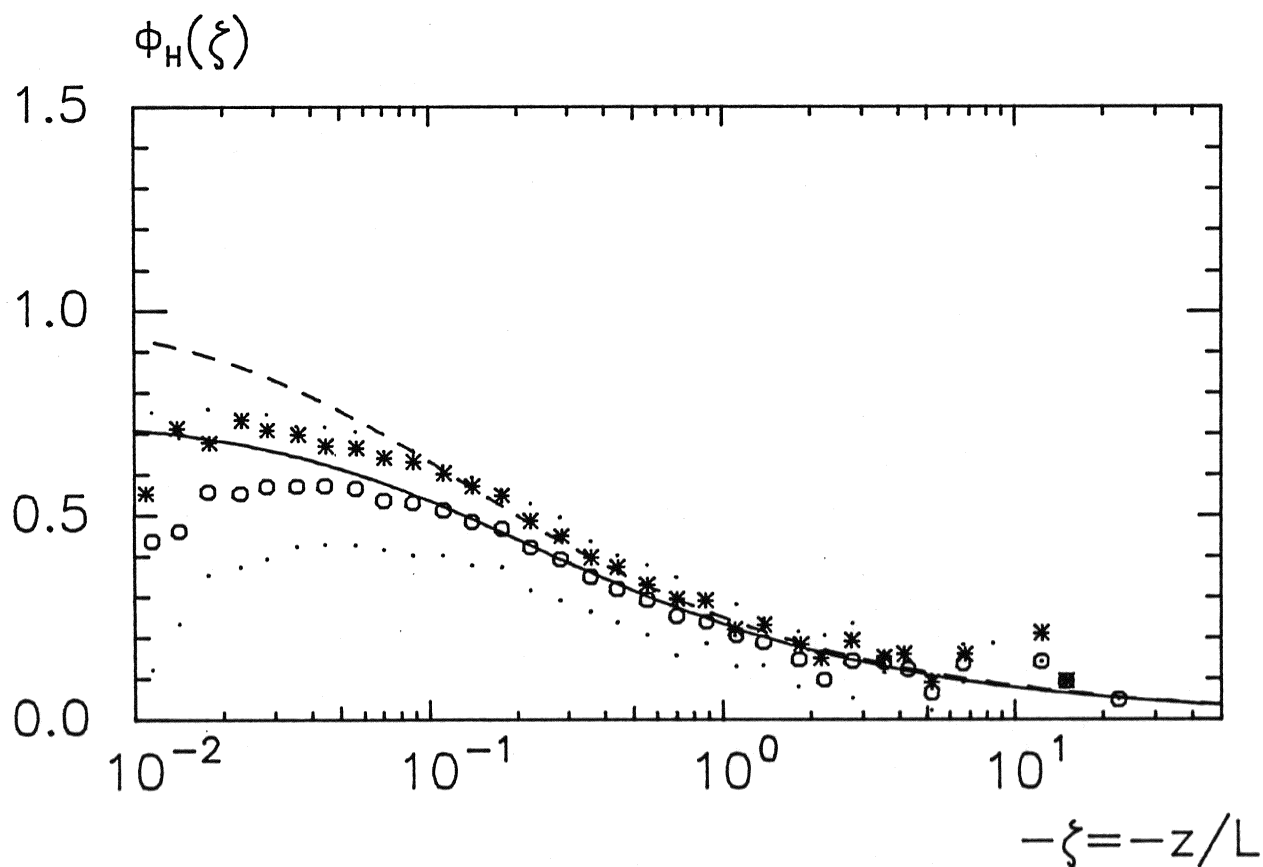


Fig. 5.18. Den dimensionsløse temperaturgradient under ustabile forhold som funktion af  $z/L$ . Fuldt optrukket kurve svarer til (42), stiplet til (43). Se tekst for yderligere forklaring.

til højst omkring 40 pct. Dette valg er arbitrært og som sådan ikke helt tilfredsstillende, men en uddybning af disse forhold ville kræve en nærmere undersøgelse af (jvfr. afsnit 4.5 og appendiks 4) hygrometrenes kalibrering, deres egnethed til bestemmelse af fugtighedsgradienten, Bowenforholdets variation ved lokaliteten etc., hvilket ligger uden for dette arbejdes rammer. Vi kan derfor højst håbe på at få angivet indflydelsen og den omtrentlige størrelse for korrektionen.

Fugtighedskorrektionen medfører (fig. 5.17) at  $\phi_h$  bliver større, i overensstemmelse med at den målte temperaturflux er for stor. I middel andrager korrektionen omkring 14 pct., Schotanus et al. (1982) angiver omkring 10 pct. for ustabile forhold. I fig. 5.17 er endvidere med fuldt optrukket linie vist  $\phi_w$  efter Pruitt et al. (1973), idet vi antager  $\phi_h = \phi_w$  (Yaglom, 1977)

$$\phi_w = 0.885(1 - 22 Ri)^{-0.40} \quad (40)$$

og med stippet linie funktionen

$$\phi_h = (1 - 22 Ri)^{-1/3} \quad (41)$$

I fig. 5.18 er  $\phi_h$  analyseret i  $z/L$  regi ( $\langle w'T' \rangle$  i  $z/L$  er påført hastighedskorrektion, men ikke fugtighedskorrektion). Som i fig. 5.17 er  $\phi_h$ -værdierne angivet både uden (o) og med (\*) fugtighedskorrektion, der i dette tilfælde ligeledes er omkring 14 pct. Tæt på neutral forekommer en del negative  $\phi_h$ -værdier, da den potentielle temperaturgradient skifter fortegn før temperaturfluxen, når vi går mod stabile forhold (fig. 5.16). Til sammenligning er vist den af Businger et al. (1971) fundne  $\phi_h$ -relation (med  $k=0.35$ )

$$\phi_h = 0.74(1 - 9 \frac{z}{L})^{-1/2} \quad (42)$$

(fuldt optrukket), og den tilsvarende relation som angivet af Dyer(1967,1974) og Dyer& Bradley (1982) (stiplet, med  $k=0.40$ )

$$\phi_h = (1 - 15 \frac{z}{L})^{-1/2} \quad (43)$$

Fælles for fig. 5.17 og 5.18 er, at datamaterialet beskrives rimeligt godt af eksisterende  $\phi_h$ -relationer for moderat og stærkt ustabile forhold ( $-Ri > 0.1$ ;  $-z/L > 0.1$ ), mens afvigelsen fra disse bliver gradvis større når vi går mod neutrale forhold. Da usikkerhederne i vores  $\phi_h$  bestemmelse er størst omkring neutral (hvor forskellen mellem de eksisterende relationer kommer mest til udtryk) er der ikke på dette tidspunkt grundlag for at optimere udtrykkene i (40) - (43).

Blandt andet som følge af et manglende sammenligningsgrundlag, er det svært at estimere nøjagtigheden ved og eventuelle fejl i  $\langle w'T \rangle$ -målingen. Temperaturmålingerne i profilet har en opløsningsevne på 0.05 C og dataloggerens nøjagtighed er omkring  $\pm 1$  bit (Anderaa Datasheet D175). Nøjagtigheden af differensmålingen er da - kalibreringsproceduren taget i betragtning - omkring  $\pm 0.1$  C. Sammenligninger med uafhængige temperaturmålinger og med temperaturfluxen antyder endvidere, at den målte temperaturforskel kan være 0.05-0.1 C systematisk for høj. For at belyse en sådan afvigelses betydning for tolkningen af  $\phi_h$ , er beregningerne i fig. 5.17 og 5.18 gentaget med en temperaturforskel der er 0.1 C lavere. De øvrige størrelser i (37) er uændrede. Resultatet er afbildet i fig. 5.19 og 5.20 der viser, at fastlæggelsen af  $\phi_h$ , især grænseværdien for  $z/L$  ( $Ri$ ) gående mod 0, er følsom overfor selv små systematiske afvigelser i temperaturgradienten.

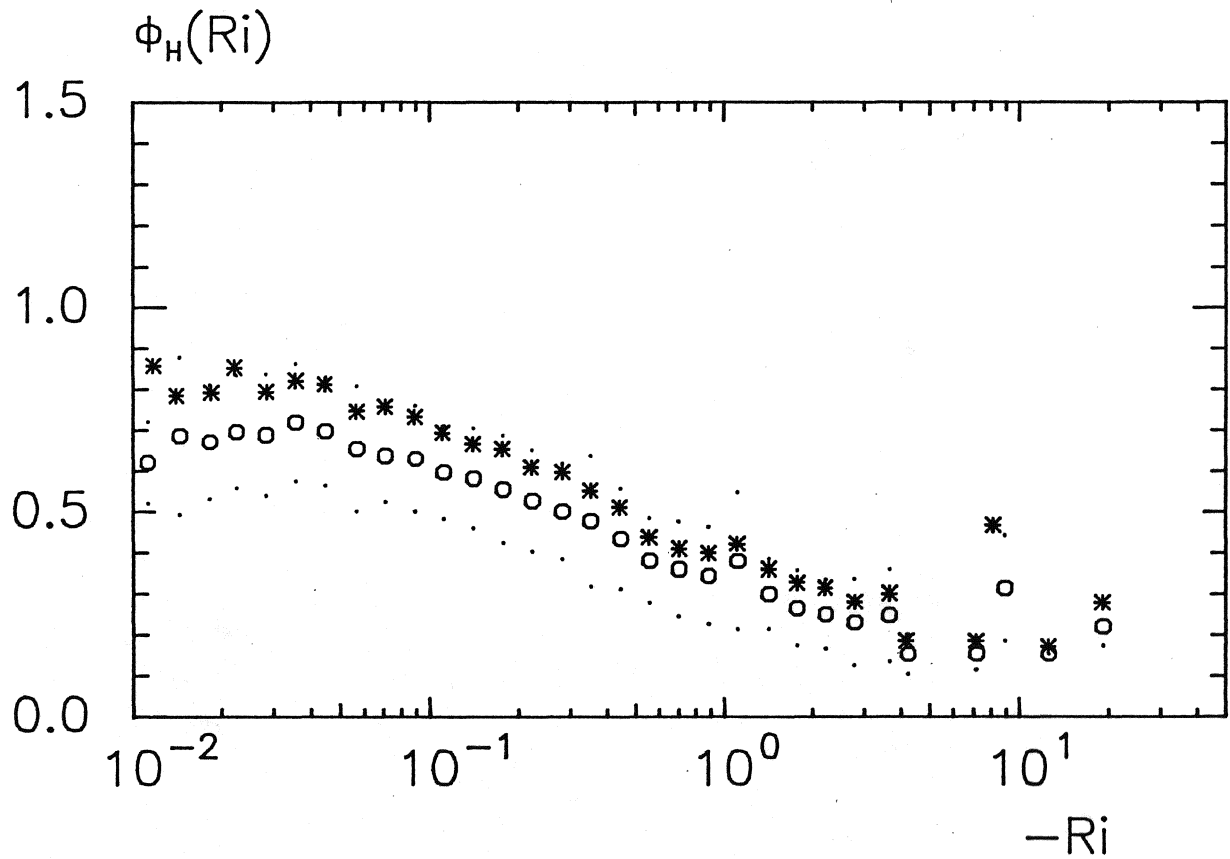


Fig. 5.19. Som fig. 5.17, men med en forskel i potentiel temperatur som er 0.1 C lavere. Se tekst for yderligere forklaring.

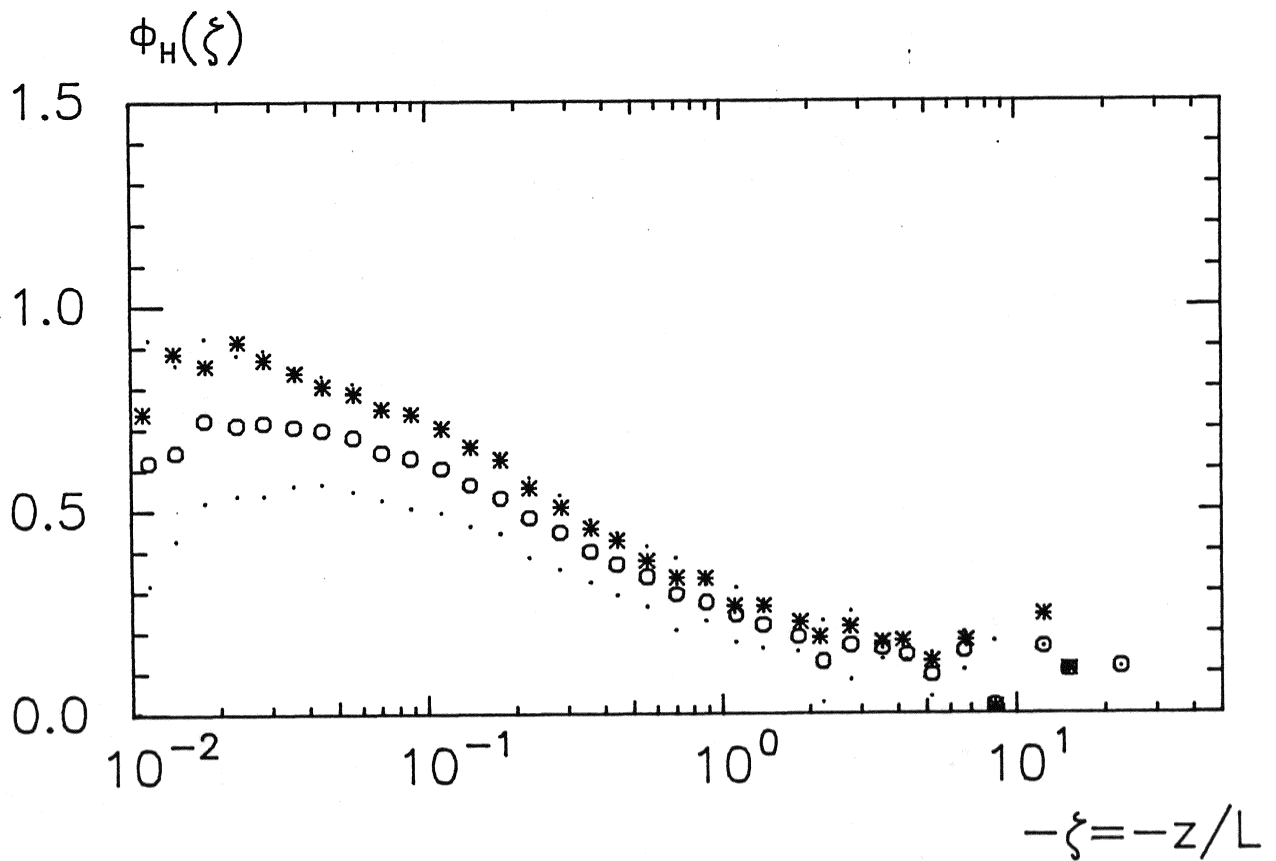


Fig. 5.20. Som fig. 5.18, men med en forskel i potentiel temperatur mellem 2 og 23 m som er 0.1 C lavere.

## 6. MÅLTE OG ESTIMEREDE FLUXE AF IMPULS OG FRI VARME.

I det følgende vil vi kort sammenligne de fra profilerne estimerede og med sonic anemometret målte vertikale transporter af impuls og fri varme. Da vi benytter det samme datamateriale tilfører vi ikke nogen ny information og der er således ikke tale om en egentlig verifikation af de fundne flux/gradient relationer. Formålet med dette kapitel er derfor først og fremmest at udlede de stabilitetsafhængige korrektioner til de neutrale vind- og temperaturprofiler, samt omtale hvorledes fluxene kan bestemmes af disse generaliserede profilligninger. Endvidere vil det fremgå mere direkte end i kapitel 5, hvor store afvigelser mellem målte og estimerede fluxe vi må forvente.

## 6.1. Målte og estimerede friktionshastigheder.

Profilet af middelvindhastigheden kan findes ved integration af

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{kz} \phi_m \quad (1)$$

Lægger vi 1 til og trækker 1 fra på højre side af (1), og integrerer fra  $z_0$  ( $u=0$ ) til  $z$ , får vi

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left( \ln(z/z_0) - \int_{z_0}^z (1-\phi_m) \frac{dz}{z} \right) \quad (2)$$

Indfører vi endvidere  $d(z/L) = (1/L)dz$  og definerer  $\psi_m(z/L)$  ved (Panofsky, 1963)

$$\psi_m = \int_0^{z/L} (1-\phi_m(z/L)) \frac{d(z/L)}{z/L} \quad (3)$$

får vindprofilet (2) følgende form

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left( \ln(z/z_0) - \psi_m(z/L) + \psi_m(z_0/L) \right) \quad (4)$$

Bortset fra helt ekstreme stabilitetsforhold, er  $z_0 \ll L$  og  $\psi_m(z/L) \sim 0$ , hvorfor dette led ofte udelades.

For stabile forhold fandt vi i afsnit 5.5.3

$$\phi_m = 1 + 4.5(z/L) \quad z/L > 0 \quad (5)$$

Ved at indsætte (5) i (3) og gennemføre integrationen får vi

$$\psi_m = -4.5(z/L) \quad z/L > 0 \quad (6)$$

og dermed det log-lineære vindprofil

$$u(z) = \frac{u_*}{k} (\ln(z/z_0) + 4.5(z/L)), \quad z/L > 0 \quad (7)$$

For ustabile forhold antager vi (afsnit 5.5.2) at

$$\phi_m = (1 - 12 \frac{z}{L})^{-1/3} \quad z/L < 0 \quad (8)$$

Ved substitution af

$$x = (1 - 12 \frac{z}{L})^{1/3} \quad (9)$$

i (3) får vi

$$\psi_m = 3 \int_1^x \frac{x}{x^2 + x + 1} dx \quad (10)$$

som kan integreres til (CRC, Standard Mathematical Tables, 1970)

$$\psi_m = \frac{3}{2} \ln\left(\frac{x^2 + x + 1}{3}\right) - \sqrt{3} \arctan\left(\frac{2x+1}{\sqrt{3}}\right) + \sqrt{3} \arctan\sqrt{3} \quad (11)$$

$$x = \phi_m^{-1}$$

$\phi_m$ - og  $\psi_m$ -funktionerne er angivet i fig. 6.1.

Vindprofilets parametre  $u_*$  og  $z_0$  kan findes af (4), idet

$$\ln(z) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{k}{u_*} u + \ln(z_0) \quad (12)$$

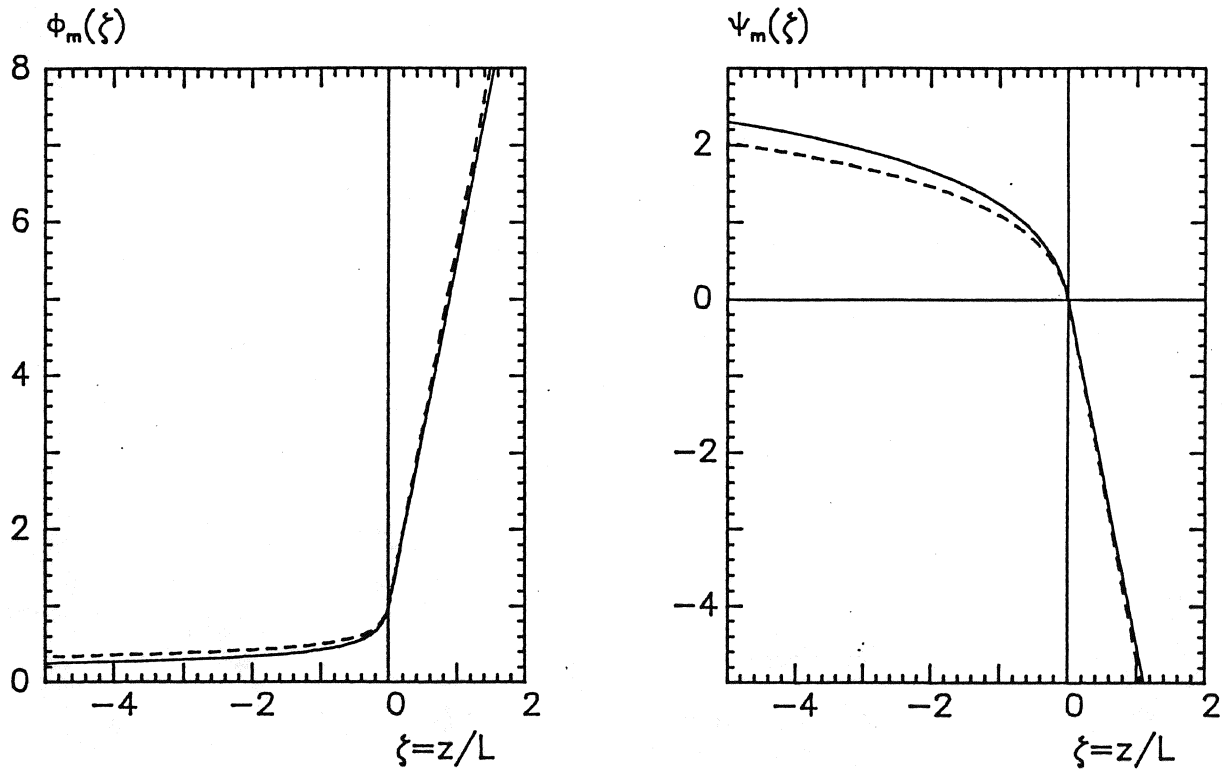


Fig. 6.1a-b. a: Businger-Dyer repræsentationer af den dimensionsløse vindhastighedsgradient. Fuldt optrukket svarer til (8) og (5), stiplet efter Businger et al. (1971). b: de tilhørende integrerede funktioner. Fuldt optrukket svarer til (11) og (6), stiplet efter Paulson (1970).

beskriver en ret linie med hældning  $k/u_*$  og intercept  $\ln(z_0)$ . Ved beregningen af  $z/L$  i (12) finder vi  $L$  ved at antage  $Ri = z/L$  i den højde  $Ri$  er bestemt for;  $L$  er da givet ved  $z_{Ri}/Ri$ .

Friktionshastigheden bestemt med sonic anemometret beregnes som angivet i afsnit 5.5 (23). Fluxen af impuls kan beregnes som  $\tau = \rho u_*^2$ , men i det følgende vil vi, i lighed med de fleste andre undersøgelser, sammenligne de målte og estimerede friktionshastigheder.

I fig. 6.2a-b er  $u_*$  bestemt fra profilmålingerne sammenholdt med  $u_*$  bestemt med sonic anemometret. Fig. 6.2a er for alle målinger foretaget under ustabile forhold ( $-Ri > 0$ ), mens fig. 6.2b omfatter målinger hvor  $-Ri > 0.1$ , dvs. forhold hvorunder det diabatiske korrektionsled i (12) får relativ stor vægt i forhold til  $\ln(z)$ . Da  $\psi_m$  er bestemt ved integration af  $\phi_m$ -funktionerne, der som vist i kapitel 5 i middel beskriver vores datamateriale godt, er det ikke overraskende at de profilestimerede og målte



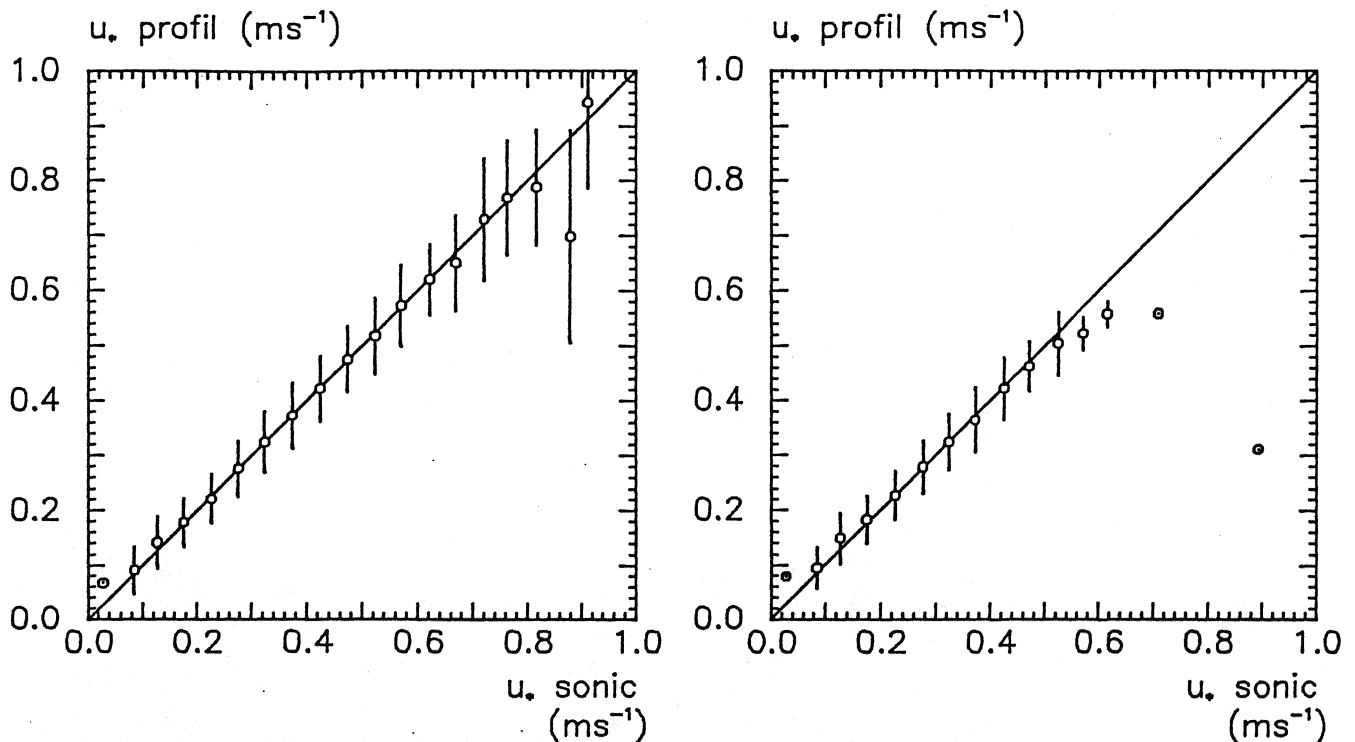


Fig. 6.2a-b. Estimerede og målte friktionshastigheder under ustabile forhold.  
a: alle målinger hvor  $Ri < 0$ , b: målinger hvor  $Ri < -0.1$ .

friktionshastigheder i middel stemmer rimelig godt overens. Derudover viser fig. 6.2 også at de enkelte profilbaserede  $u_*$  kan afvige betragteligt fra den målte  $u_*$ . For  $u_* < 0.15$  m/s ( $\sim 2$  pct. af målingerne) overestimerer profilet  $u_*$  med omkring 15 pct. og spredningen (standardafvigelsen) er ganske stor, op til 50 pct. af middelværdien. For  $u_* > 0.15$  m/s er forskellen mellem middelværdierne få pct. og standardafvigelsen omkring 15 pct. For friktionshastigheder over ca. 0.85 m/s er der få punkter i hver klasse, der følgelig er følsom overfor enkelte stærkt afvigende punkter. Med  $k=0.34$  er der således ingen væsentlig systematisk afvigelse i fig. 6.2a mellem de estimerede og målte friktionshastigheder.

For moderat til stærkt ustabile forhold (fig. 6.2b) er forskellene mellem middelværdierne større for store ( $u_* > 0.55$  m/s) og små ( $u_* < 0.15$  m/s) værdier af  $u_*$ , men for hovedparten af materialet ( $0.15 < u_* < 0.55$ : 92 pct.) af samme størrelse som i fig 6.2a. Spredningen omkring middelværdierne er af samme størrelse som angivet ovenfor.

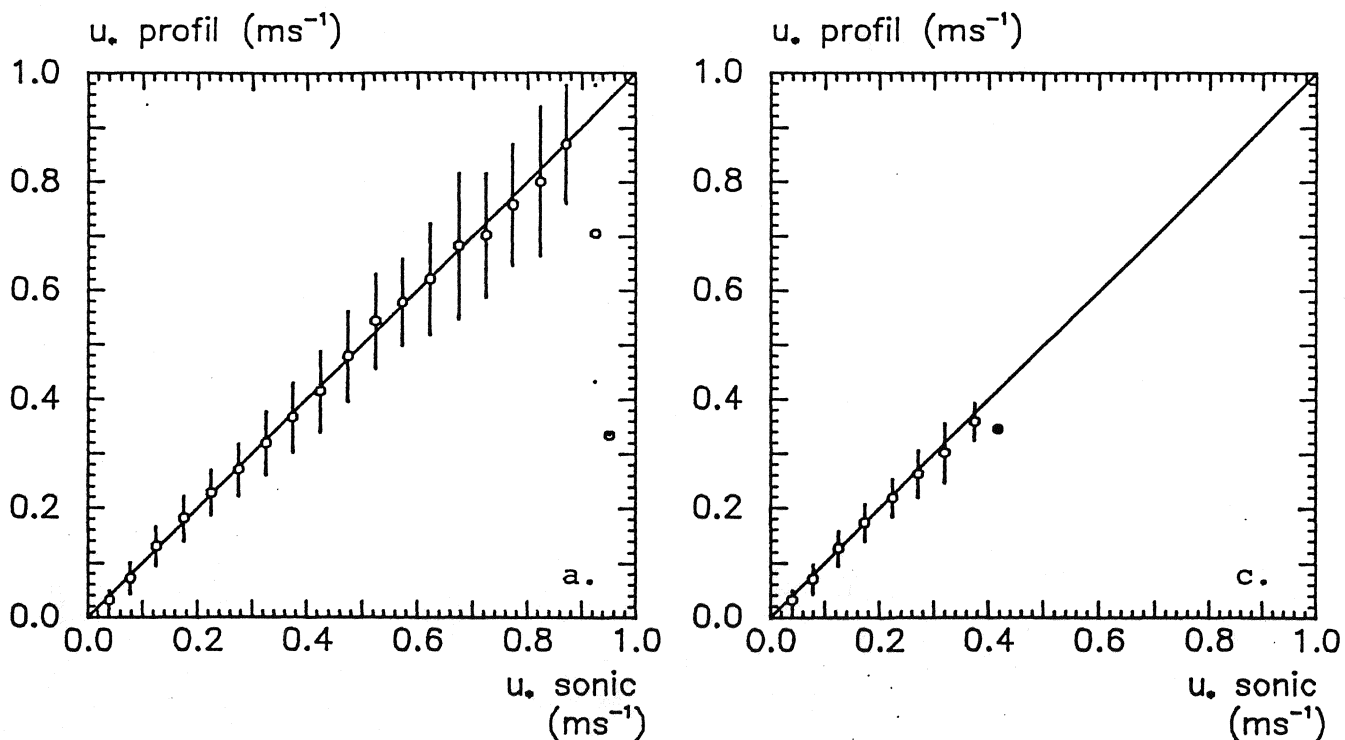
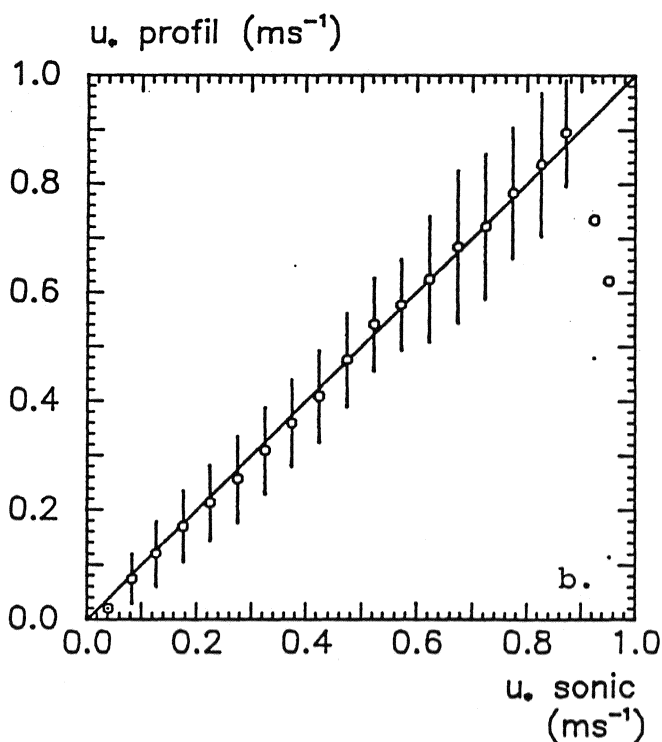


Fig. 6.3a-c. Estimerede og målte friktionshastigheder under stabile forhold.  
 a: stabiliteten bestemt fra sonic anemometret,  $z/L > 0$ .  
 b: stabiliteten bestemt fra profilet,  $Ri > 0$ .  
 c: som a, men for målinger hvor  $z/L > 0.1$ .



I fig. 6.3a-c er vist tilsvarende sammenligninger for stabile forhold ( $Ri > 0$ ). Fig. 6.3a-b omfatter alle målinger under stabile forhold,  $z/L$  i (12) er bestemt fra sonic målinger i (a) og beregnet fra  $Ri$  i (b). Også her falder middelværdierne tæt på

1:1 linien, men der observeres en større spredning, idet standardafvigelserne udgør omkring 20 pct. af middelværdierne. Spredningen er større i (b) end i (a), især for lave værdier af  $u_*$ , hvor moderat og stærkt stabile forhold er relativt stærkt repræsenteret. Dette er i overensstemmelse med fig. 5.14-15.

Mens nær-neutrale målinger dominerer i fig. 6.3a-b, er disse udelukket i fig. 6.3c, hvori der kun indgår målinger for  $z/L > 0.1$ .  $z/L$  er her bestemt fra sonic målinger. Det fremgår, at overensstemmelsen mellem de estimerede og målte  $u_*$  er god.

## 6.2. Målte og estimerede fluxe af fri varme.

Da vi ikke har kunnet opstille en entydig flux/gradient relation for fri varme, kan vi ikke angive det tilsvarende diabatiske korrektionsled i temperaturprofilet. I det følgende vil vi kort skitsere beregningen af varmekluxen fra profilmålingerne, og anføre to eksempler hvor vi sammenligner denne med den målte varmeklux.

Profilet af den potentielle temperatur findes fra 5.37, der analogt med vindprofilet kan integreres til

$$\theta - \theta_0 = \frac{T_*}{k} ( \ln(z/z_0) - \psi_h(z/L) ) \quad (13)$$

hvor  $\theta_0$  er den potentielle temperatur i højden  $z_0$ , under antagelse af at (13) beskriver temperaturprofilet til denne højde (Panofsky & Dutton, 1984). I praksis integrerer vi mellem to niveauer, hvorved  $\theta_0$  går ud. Forskellen i potentiel temperatur mellem disse er da

$$\theta_2 - \theta_1 = \frac{T_*}{k} ( \ln(z_2/z_1) - \psi_h(z_2/L) + \psi_h(z_1/L) ) \quad (14)$$

Den turbulente flux af fri varme kan bestemmes af

$$Q_H = \rho c_p \overline{w'T'} = -\rho c_p u_* T_* \quad (15)$$

Idet  $u_*$  er kendt fra vindprofilet og  $T_*$  kan isoleres af (14) får

vi følgende udtryk for  $Q_H$  bestemt fra vind- og temperaturprofilerne

$$Q_H = - \frac{\rho c_p k u_* (\theta_2 - \theta_1)}{\ln(z_2/z_1) - \psi_h(z_2/L) + \psi_h(z_1/L)} \quad (16)$$

Varmefluxen målt med sonic anemometret bestemmes direkte af (15), og påføres både hastigheds- og fugtighedskorrektion.

De følgende to eksempler omhandler fluxen af fri varme under ustabile forhold. I det første eksempel benytter vi flux/gradient relationen foreslået af Dyer (1974) og Dyer & Bradley (1982) (5.43). Den tilsvarende  $\psi_h$  funktion er (Paulson, 1970)

$$\begin{aligned} \psi_h &= 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) \\ x &= \phi_h^{-1} \end{aligned} \quad (17)$$

$z/L$  findes ved at antage  $Ri = z/L$ , som i foregående afsnit. I det andet eksempel lader vi  $\phi_h$  være beskrevet af (5.41) og antager igen at  $Ri = z/L$ .  $\psi_h$  - funktionen er da identisk med (6.11), med  $x = \phi_h^{-1}$ . De profilestimerede varmefluxe beregnet på disse to måder er sammenholdt med den målte varmeflux i fig. 6.4a-b.

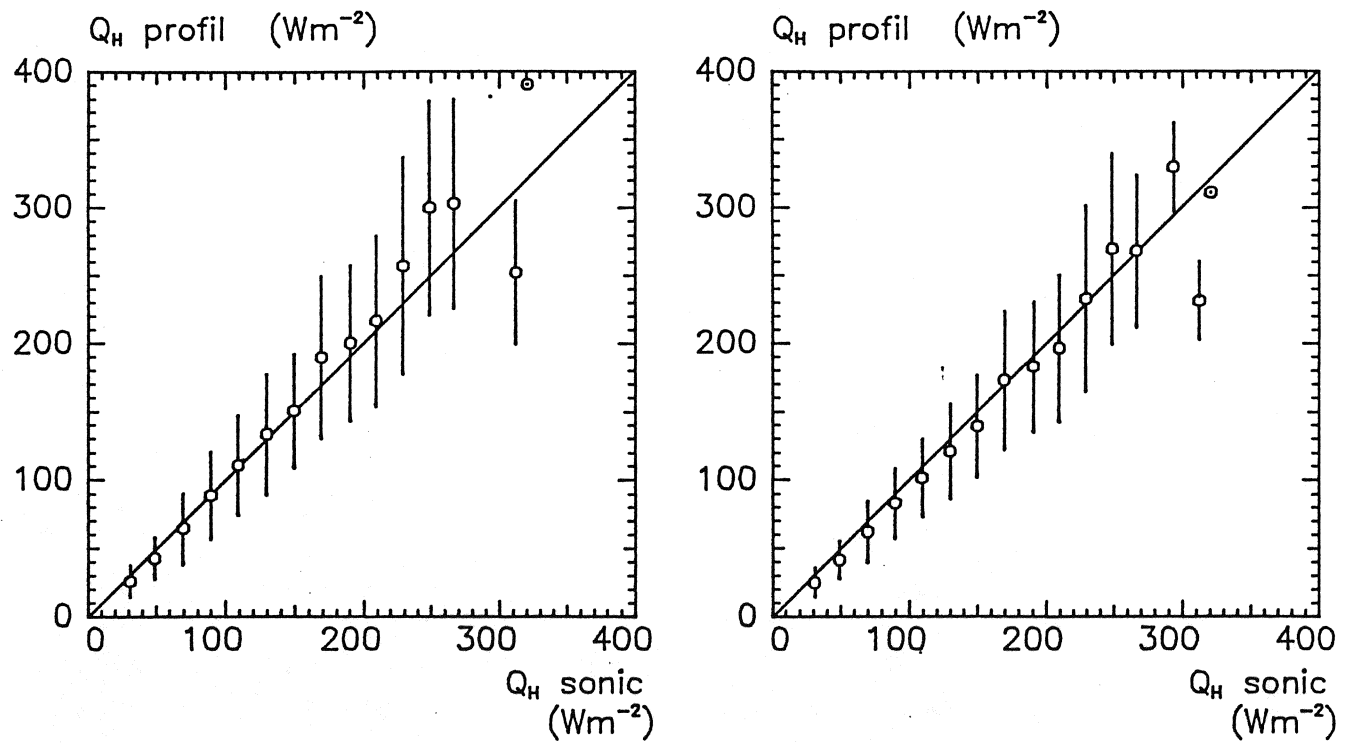


Fig. 6.4a-b. Målte og estimerede fluxe af fri varme. Ustabile forhold.

## 7. SAMMENFATNING OG KONKLUSION.

Den generelle konklusion vedrørende profilinstrumenteringen er, at målingerne af middelvindhastigheden og temperaturen er af en høj kvalitet.

Kopanemometrene har særdeles ensartede og konstante egenskaber, og der er ved korrektion for overspeeding-fejlen og beregning af forholdet mellem skalarvind og vektorvind opnået et mål for størrelsen af den horisontale middelvindvektor, som kan sammenlignes med vindvektoren bestemt med sonic anemometret. Forholdet mellem disse er fundet praktisk taget invariant som funktion af vindhastigheden og den termiske stabilitet, hvilket verificerer de anvendte korrektioners form og størrelse. Ligeledes er det i samme grad uafhængigt af vindretningen - i den sektor hvor terrænoverfladen er mest homogen - og sonic korrektionstabellens effektivitet er herved demonstreret.

Derimod er der påvist en systematisk forskel mellem de korrigerede kop- og sonic- vindhastigheder på i middel 8 pct. Det er sandsynliggjort, at denne forskel skyldes en ikke-absolut kalibrering af sonic anemometret, og sonic vindhastighederne er derfor korrigeret med en konstant faktor. Denne antagelse har givet anledning til et ændret billede af sonic probens indflydelse på den målte vindhastighed, som ikke er kvalitativt i overensstemmelse med andre undersøgelser.

Denne grundlæggende usikkerhed føres videre i undersøgelsen af flux/gradient relationerne, der således ikke kan afsluttes endeligt før ovennævnte problem er løst. Konklusionen på dette er derfor, at sonic anemometret bør recalibreres i vindtunnel, med samtidige målinger af tunnelhastigheden med pitotrør. Endvidere foreslås det at undersøge probens indflydelse på et inklineret vindfelt.

Temperaturmålingerne er foretaget i naturligt ventilerede strålingsskærme af Thaller-typen, hvis egenskaber er søgt belyst ved sammenligning med psykrometermålinger og målinger i engelsk-hytte og i en kunstigt ventileret skærm. Ved at undersøge temperaturernes daglige og årlige gang, samt variation som funktion af ventilationshastigheden og den kortbølgede indstråling, er der afsløret systematiske forskelle mellem de 4 typer strålingsskærme. På denne baggrund er det konkluderet, at den anvendte strålingsskærm er bedre end engelsk-hytten og sammenlignelig med den kunstigt ventilerede skærm. Undtagen for helt lave vindhastigheder ( $<2$  m/s), er der yderligere indikationer på, at strålingsskærmen er at foretrække fremfor den ventilerede skærm. Dette kan dog først afgøres endeligt ved en sammenligning med bedre opløsningsevne på temperaturmålingen.

-0-

Beskrivelsen af den meteorologiske masts beliggenhed i forhold til kystlinien viser, at profilmålingerne kun i ringe grad kan være påvirket af overgangen fra vand til land ved vest- og sydvestlige vindretninger. På baggrund af teorierne for udviklingen af indre grænselag antages det, at vindprofilerne hovedsaglig vil afspejle terrænoverfladen ud til en afstand fra masten af størrelsesordenen 1 km. Overfladen er her tilnærmelsesvis plan og horisontal, samt uden bebyggelse og højere vegetation. De skiftende afgrøder påvirker dog i høj grad profilmålingerne som det fremgår af analysen af vindprofilerne, og forholdene må betegnes som et "multipelt" ruhedsskift. Profilanalysen understøtter i store træk den opfattelse af terrænets ensartethed i forskellige sektorer, som er opnået ved besøg på lokaliteten.

Da der kun måles vindhastigheder i 3 højder, bliver beskrivelsen af den indflydelse overfladens skiftende karakter har på profilmålingerne, nødvendigvis kvalitativ. Den illustrerer tydeligt, at similaritetsteoriens forudsætning om horisontal homogenitet sætter meget snævre grænser for de lokaliteter/målehøjder, hvor denne forudsætning uden videre kan antages at være opfyldt.

Analysen af den dimensionsløse gradient af vindhastigheden ved nær-neutrale forhold, peger på en værdi af von Karman konstanten der er noget lavere end de værdier der hyppigst opgives i litteraturen. Det er vist at fastlæggelsen af denne konstant, gennem værdien af  $\phi_m(0)$ , er særdeles følsom overfor horisontalt inhomogene forhold; og fordelingen af ruhedsskift på lokaliteten kan delvis forklare den lave værdi. Størstedelen af afvigelsen kan dog ikke henføres hertil, men en nærmere diskussion af dette må afvente kalibreringen af sonic anemometret. Det fremgår endvidere, at friktionshastigheden ikke er konstant med højden i de indre grænselag, således at det egentlige overfladelag ("constant flux layer") i de fleste tilfælde vil være ganske tyndt ved masten. Det er ikke muligt i denne sammenhæng at vurdere de fulde konsekvenser af dette.

Ovenstående giver en del af forklaringen på den spredning der karakteriserer bestemmelsen af flux/gradient relationerne for impuls. Derimod tegner middelværdierne - bortset fra  $\phi_m(z/L)$  for  $z/L < 0$  - et billede der er i overensstemmelse med eksisterende flux/gradient relationer. Datamaterialet, der omfatter et bredt stabilitetsområde, beskrives godt af Businger-Dyer formelen for ustabile forhold, og det er bekræftet, at  $\phi_m$  er en lineær funktion under stabile forhold. Specielt er det fundet, at  $\phi_m(z/L)$  er en voksende funktion til  $z/L=2.5$ .

Bestemmelsen af flux/gradient relationen for fri varme har ikke kunnet gennemføres ved nær-neutrale forhold. Dette skyldes dels måletekniske problemer, idet både gradienten af den potentielle temperatur og varmefluxen går mod 0 når stabiliteten nærmer sig neutral, dels problemer med at udvælge/frasortere målinger i dette stabilitetsområde. Temperaturgradienten er bestemt ud fra kun to niveauer på masten og der er fundet indikationer på, at temperaturforskellen mellem disse muligvis er for stor. Det er endvidere vist, at selv små systematiske afvigelser i temperaturgradienten har en markant indflydelse på  $\phi_h$ , især ved nær-neutrale forhold. Til denne opgaves formål havde en mere fuldstændig kalibrering af temperaturfølerne derfor været ønskelig. Af disse grunde, og fordi usikkerheden i  $u^*$  og  $k$  føres med i  $\phi_h$ -bestemmelsen, er der ikke fundet grundlag for at opstille reviderede  $\phi_h$ -relationer.



For moderat og stærkt ustabile forhold beskrives datamaterialet i  $z/L$ -koordinater, rimeligt godt af eksisterende Businger-Dyer repræsentationer med eksponent  $-1/2$ .

## 8. LITTERATUR.

- Aslyng, H. C. (1976). Klima, jord og planter. DSR forlag, København, 1976. 368 pp.
- Bernstein, A. B. (1967). A note on the use of cup anemometers in wind profile experiments. *J. Appl. Met.* 6:280-286.
- Blanc, T. V. (1983a). An error analysis of profile flux, stability, and roughness length measurements made in the marine atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.* 26:243-267.
- Blanc, T. V. (1983b). Typical influences of moisture on profile measurements in the marine atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.* 25:411-415.
- Bradley, E. F. (1968). A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness. *Quart. J. R. Met. Soc.* 94:361-379.
- Brutsaert, W. H. (1982). Evaporation into the atmosphere. *Environmental fluid mechanics 1*. Reidel Publ. Co., Dordrecht. 299 pp.
- Bryant, D. (1968). An investigation into the response of thermometer screens - the effect of wind speed on the lag time. *Meteorol. Mag.* 97:183-186.
- Busch, N. E. & Kristensen, L. (1976). Cup anemometer overspeeding. *Risø Report 339*, 20 pp.
- Businger, J. A. (1973). Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. I: Haugen, D. A. (ed.): Workshop on micrometeorology. American Meteorological Society, pp.67-100.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. & Bradley, E. F. (1971). Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atm. Sci.* 28:181-189.
- Carl, D. M., Tarbell, T. C. & Panofsky, H. A. (1973). Profiles of wind and temperature from towers over homogeneous terrain. *J. Atm. Sci.* 30:788-794.
- Dabberdt, W. F. (1968). Tower-induced errors in wind profile measurements. *J. Appl. Met.* 7:359-366.
- Dyer, A. J. (1967). The turbulent transport of heat and water vapour in an unstable atmosphere. *Quart. J. R. Met. Soc.* 93:501-508.

- Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.* 7:363-372.
- Dyer, A. J. & Bradley, E. F. (1982). An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE. *Boundary-Layer Meteorol.* 22:3-19.
- Dyer, A. J. et al. (1982). An international turbulence comparison experiment (ITCE 1976). *Boundary-Layer Meteorol.* 24:181-209.
- Echols, W. T. & Wagner, N. K. (1972). Surface roughness and internal boundary layer near a coastline. *J. Appl. Met.* 11:658-662.
- Elliot, W. P. (1958). The growth of the atmospheric internal boundary layer. *Transactions of the American Geophysical Union* 39:1048-1054.
- Foken, Th. & Skeib, G. (1983). Profile measurements in the near-surface layer and the use of suitable universal functions for the determination of the turbulent energy exchange. *Boundary-Layer Meteorol.* 25:55-62.
- Gash, J. H. C. & Stewart, J. B. (1975). The average surface resistance of a pine forest derived from Bowen ratio measurements. *Boundary-Layer Meteorol.* 8:453-464.
- Gill, G. C. (1973). Comment on "Wind speeds as measured by cup and sonic anemometers and influenced by tower structure". *J. Appl. Met.* 12:732-735.
- Gill, G. C., Olsson, L. E. & Suda, M. (1966). Errors in measurements of wind speed and direction made with tower- or stack-mounted instruments. University of Michigan, NIH Grant No. AP-00233-03, 89 pp.
- Hanafusa, T., Fujitani, T., Kobori, Y. & Mitsuta, Y. (1982). A new type sonic anemometer-thermometer for field operation. *Papers in Meteorology and Geophysics* 33:1-19.
- Haugen, D. A. (ed.) (1973). Workshop on micrometeorology. American Meteorological Society, Boston, 392 pp.
- Haugen, D. A., Kaimal, J. C. & Bradley, E. F. (1971). An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. R. Met. Soc.* 97:168-180.
- Hyson, P. (1972). Cup anemometer response to fluctuating wind speeds. *J. Appl. Met.* 11:843-848.
- Højstrup, J. (1984). Kortfattet beskrivelse af resultat af kopanemometer kalibreringer. Internt notat, Afdelingen for

- Meteorologi og Vindenergi, Risø, 2 pp.
- Izumi, Y. & Barad, M. L. (1970). Wind speeds as measured by cup and sonic anemometers and influenced by tower structure. *J. Appl. Met.* 9:851-856.
- Jensen, N. O. (1978). Simultaneous measurements of turbulence over land and water. *Boundary-Layer Meteorol.* 15:95-108.
- Jensen, N. O., Petersen, E. L. & Troen, I. (1984). Extrapolation of mean wind statistics with special regard to wind energy applications. WMO WCP Report 86, 85 pp.
- Kaganov, E. I. & Yaglom, A. M. (1976). Errors in wind-speed measurements by rotation anemometers. *Boundary-Layer Meteorol.* 10:15-34.
- Kaijo Denki (1982). Digitized ultrasonic anemometer-thermometer model DAT-300. Instruction manual. Kaijo Denki Co. Ltd., Tokyo, 62 pp.
- Kaimal, J. C. (1980). Sonic anemometers. I: Dobson et al. (eds): Air-sea interaction. Plenum Publ., New York, pp. 81-96.
- Lo, A. K. (1977). An analytical-empirical method for determining the roughness length and zero-plane displacement. *Boundary-Layer Meteorol.* 12:141-151.
- MacCready, P. B. Jr. (1966). Mean wind speed measurements in turbulence. *J. Appl. Met.* 5:219-225.
- MacHattie, L. B. (1965). Radiation screens for air temperature measurements. *Ecology* 46:533-538, Durham.
- McTaggart-Cowan, J. D. & McKay, D. J. (1976). Radiation shields - an intercomparison. Atmospheric Environment Service, Ottawa, 9 pp.
- Meteorologisk Institut (1982). Meteorologisk Årbog 1980. Del 1. København, 178 pp.
- Mikkelsen, H. E. (1984). Det atmosfæriske overfladelag over lav, aerodynamisk ru vegetation. Upubl. speciale-rapport, Geologisk Institut, Aarhus Universitet, 72 pp.
- Ming, Z., Panofsky, H. A. & Ball, R. (1983). Wind profiles over complex terrain. *Boundary-Layer Meteorol.* 25:221-228.
- Monteith, J. L. (ed.) (1975). Vegetation and the atmosphere. Academic Press, London, 1975.
- Mortensen, N. G. (1982). Datalogging. Indsamling, behandling og præsentation af automatisk registrerede klimadata. Upubl. NG 4 opgave, Geografisk Centralinstitut, Københavns Universitet,

31 pp.

- Munn, R. E. (1966). Descriptive micrometeorology. Academic Press, New York & London, 1966. 245 pp.
- Oke, T. R. (1978). Boundary layer climates. Methuen & Co., London, 1978. 372 pp.
- Panofsky, H. A. (1963). Determination of stress from wind and temperature measurements. Quart. J. R. Met. Soc. 89:85-94.
- Panofsky, H. A. & Dutton, J. A. (1984). Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications. John Wiley & Sons, New York, 1984. 397 pp.
- Paulson, C. A. (1970). The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. J. Appl. Met. 9:857-861.
- Peterson, E. W., Jensen, N. O. & Højstrup, J. (1979). Observations of downwind development of wind speed and variance profiles at Bognaes and comparison with theory. Quart. J. R. Met. Soc. 105:521-529.
- Pruitt, W. O., Morgan, D. L. & Lourence, F. J. (1973). Momentum and mass transfers in the surface boundary layer. Quart. J. R. Met. Soc. 99:370-386.
- Rao, K. S. (1975). Effect of thermal stratification on the growth of the internal boundary layer. Boundary-Layer Meteorol. 8:227-234.
- Rao, K. S., Wyngaard, J. C. & Cote, O. R. (1974). The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change in surface roughness. J. Atm. Sci. 738-746.
- Sargent, G. P. (1980). Computation of vapour pressure, dewpoint and relative humidity from dry- and wet-bulb temperatures. Meteorol. Mag. 109:238-246.
- Schotanus, P., Nieuwstadt, F. T. M. & de Bruin, H. A. R. (1983). Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes. Boundary-Layer Meteorol. 26:81-93.
- Skibsteknisk Laboratorium (1984). Kalibrering af cupanemometre udført for Risø oktober 1984. Rapport SL no. 84156, 24 pp.
- Slob, W. H. (1978). The accuracy of aspiration thermometers. Kon. Ned. Meteor. Inst., W. R. 78-1, De Bilt, 17 pp.
- Sparks, W. R. (1972). The effect of thermometer screen design on the observed temperature. WMO no. 315, 106 pp.

- Stearns, C. R. (1970a). Determining surface roughness and displacement height. *Boundary-Layer Meteorol.* 1:102-111.
- Stearns, C. R. (1970b). Conversion of profile difference quotients to true gradients at the geometric mean height in the surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.* 1:146-154.
- Thaller, M. (1957). A new type of instrument shelter for agro-meteorological and topoclimatological purposes. *Indian Journal of Meteorology and Geophysics* 8, Suppl., Agricultural Meteorology Number, pp. 99-107.
- Thom, A. S. (1975). Momentum, mass and heat exchange of plant communities. I: Monteith, J. L. (ed.): *Vegetation and the atmosphere*. Academic Press, London, 1975. pp. 57-109.
- Wieringa, J. (1974). Comparison of three methods for determining strong wind stress over Lake Flevo. *Boundary-Layer Meteorol.* 7:3-19.
- Wieringa, J. (1980). A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding. *Boundary-Layer Meteorol.* 18:411-430.
- Wieringa, J. (1982). Reply. *Boundary-Layer Meteorol.* 22:251-255.
- Wynngaard, J. C. (1973). On surface-layer turbulence. I: Haugen, D. A. (ed.): *Workshop on micrometeorology*. American Meteorological Society, pp. 101-149.
- Wynngaard, J. C., Businger, J. A., Kaimal, J. C. & Larsen, S. E. (1982). Comments on "A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding". *Boundary-Layer Meteorol.* 22:245-250.
- Yaglom, A. M. (1977). Comments on wind and temperature flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.* 11:89-102.

Intentionally left blank

## APPENDIKS 1. OVERSIGT OVER MÅLINGERNE FRA JYLEX EKSPERIMENTET.

Datamaterialet fra JYLEX eksperimentet er lagret på pakken JYLEX-PACK i datafilen (METNIK)JYLEXDATA. Tallene er organiseret i matrixform med 102 søjler (kolonner), svarende til 102 parametre, og omkring 132.000 rækker, svarende til 132.000 10-minutters scan. Hvert tal optager et ord og et scan udgøres således af en record på 102 ord. Indholdet af de forskellige kolonner fremgår af nedenstående tabel:

Kolonne	Parameter	Højde	Format	Enhed	Kommentar
-----	-----	-----	-----	-----	-----
1	record nummer		999999		
2	tidsgruppe	999999999999			YYYYMMDDHHMM
3			0.00		
4	JYLEX1/1: <U>	3.05 m	99.99	(m/s)	
5	<U>	4.53 m	99.99	(m/s)	
6	<U>	6.53 m	99.99	(m/s)	
7	<U>	13.01 m	99.99	(m/s)	
8	<U>	19.99 m	99.99	(m/s)	
9	<U>	31.40 m	99.99	(m/s)	
10			999999		
11	WD	13.01 m	999	(deg)	
12	WD	31.40 m	999	(deg)	
13	Si	1.15 m	9999		
14	PP		9999.99		
15	JYLEX1/2: dT	2.00 m	999.99	(celc)	2.0 m - hytte
16	TT	2.01 m	999.99	(celc)	
17	TT	30.50 m	999.99	(celc)	
18	dT		999.99	(celc)	6.5 m - 2.0 m
19	dT		999.99	(celc)	13.1 m - 6.5 m
20	dT		999.99	(celc)	30.5 m - 13.1 m
21	<U>	31.40 m	99.99	(m/s)	
22	Rh	2.00 m	9999		hytte
23	Rh	1.97 m	9999		
24	Rh	29.80 m	9999		
25	Gust	31.40 m	99.99	(m/s)	
26			..00		
27	JYLEX2: <U>	3.10 m	99.99	(m/s)	



28	<U>	10.11 m	99.99	(m/s)	
29	<U>	24.10 m	99.99	(m/s)	
30	Gust	24.10 m	99.99	(m/s)	
31	WD	10.11 m	999	(deg)	
32	WD	24.10 m	999	(deg)	
33	dT	2.00 m	999.99	(celc)	2.1 m - hytte
34	TT	2.12 m	999.99	(celc)	
35	TT	23.10m	999.99	(celc)	
36	dT		999.99	(celc)	23.1 m - 2.1 m
37	Rh	2.00 m	9999		hytte
38			0.00		
39	JYLEX3/1: <U>	2.95 m	99.99	(m/s)	
40	<U>	9.89 m	99.99	(m/s)	
41	<U>	23.80 m	99.99	(m/s)	
42	Gust	23.80 m	99.99	(m/s)	
43	WD	9.89 m	999	(deg)	
44	WD	23.80 m	999	(deg)	
45	dT	2.00 m	999.99	(celc)	2.0 m - hytte
46	TT	2.02 m	999.99	(celc)	
47	TT	22.90 m	999.99	(celc)	
48	dT		999.99	(celc)	22.9 m - 2.0 m
49	Rh	2.00 m	9999		hytte
50	JYLEX3/2:		0.00		
51			0.00		
52			0.00		
53			0.00		
54			0.00		
55			0.00		
56			0.00		
57			0.00		
58			0.00		
59			0.00		
60			0.00		
61			0.00		
62	JYLEX4/1: <U>	2.84 m	99.99	(m/s)	
63	<U>	4.34 m	99.99	(m/s)	
64	<U>	6.32 m	99.99	(m/s)	
65	<U>	10.52 m	99.99	(m/s)	
66	<U>	15.03 m	99.99	(m/s)	
67	<U>	24.01 m	99.99	(m/s)	

68		Gust	10.52 m	99.99	(m/s)	
69		WD	10.52 m	999	(deg)	
70		WD	24.01 m	999	(deg)	
71				999999		
72		PP		999999		
73	JYLEX4/2:	dT	2.00 m	999.99	(celc)	2.0 m - hytte
74		TT	2.04 m	999.99	(celc)	
75		TT	23.10 m	999.99	(celc)	
76		dT		999.99	(celc)	10.5 m - 2.0 m
77		dT		999.99	(celc)	23.1 m - 10.5 m
78		dT		999.99	(celc)	23.1 m - 2.0 m
79		<U>	24.01 m	99.99	(m/s)	
80		Rh	2.00 m	9999		hytte
81		Rh	2.01 m	9999		
82		Rh	22.40 m	9999		
83		Gust	24.01 m	99.99	(m/s)	
84				0.00		
85	SONIC	<U>	5.53 m	9.99E+9	(m/s)	
86		Azim	-	9.99E+9	(deg)	
87		Tilt	-	9.99E+9	(deg)	
88		Temp	-	9.99E+9	(celc)	
89		<UU>	-	9.99E+9	(m/s * m/s)	
90		<UV>	-	9.99E+9	(m/s * m/s)	
91		<UW>	-	9.99E+9	(m/s * m/s)	
92		<UT>	-	9.99E+9	(m/s * celc)	
93		<VV>	-	9.99E+9	(m/s * m/s)	
94		<VW>	-	9.99E+9	(m/s * m/s)	
95		<VT>	-	9.99E+9	(m/s * celc)	
96		<WW>	-	9.99E+9	(m/s * m/s)	
97		<WT>	-	9.99E+9	(m/s * celc)	
98		<TT>	-	9.99E+9	(celc * celc)	
99				0.00		
100				0.00		
101				0.00		
102				0.00		

Den relative højde af sensorerne er bestemt med centimeters nøjagtighed, mens afstanden til terrænoverfladen er bestemt indenfor 5 cm. Det øverste niveau på masten er dog angivet i hele decimeter.

Tidsgruppe og record-nummer.

For data indsamlet med Aanderaa datalogger gælder, at tidsmarkeringen svarer til instantan-værdier (fx. vindretning eller temperatur), mens integrerede værdier (fx. vindhastighed eller stråling) repræsenterer de 10 foregående minutter:

Aanderaa tidsmarkering:

```
-----+<-----+<-----+<-----+<-----+<-----+<-----+
          5          15          25          35          45          55          5
```

For Sonic-data gælder at den på båndet indspillede tid repræsenterer de følgende 20 minutter:

Sonic tidsmarkering:

```
----->+----->+----->+-----
          10          30          50
```

Tidsgruppen i JYLEXDATA.

Tidsmarkeringen (kolonne 2) i JYLEXDATA følger Aanderaa tidsskalaen, dvs. for kolonne 4 til 83 gælder at tiden svarer til instantan-værdier, mens integrerede værdier repræsenterer de 10 foregående minutter.

Sonic-data består af et ukorrigeret og et korrigeret scan for hver 20 minutters periode. Den oprindelige Sonic-tid er transformeret til JYLEXDATA-tid på følgende måde:

$$T(\text{Jylexdata}) = T(\text{Sonic}) + 5 \text{ minutter (ukorrigerede scan)}$$

$$T(\text{Jylexdata}) = T(\text{Sonic}) + 15 \text{ minutter (korrigerede scan)}$$

dvs. de ukorrigerede scan forekommer på minuttal 15, 35 og 55 og de korrigerede på minuttal 05, 25 og 45. Et korrigeret Sonic-scan forekommer således sammen med det Aanderaa-scan der repræsenterer de midterste 10 minutter af Sonic-scannet, og det tilhørende ukor-

rigerede Sonic-scan forekommer umiddelbart før det korrigerede:

Record no.	T(Jylexdata)	T(Sonic)	Scan
n - 3	1:25	1:10	korrigeret
n - 2	1:35	1:30	ukorrigeret
n - 1	1:45	1:30	korrigeret
n	1:55	1:50	ukorrigeret
n + 1	2:05	1:50	korrigeret
n + 2	2:15	2:10	ukorrigeret
n + 3	2:25	2:10	korrigeret

JYLEXDATA starter med record no. 1 til tiden 198203091205, dvs. den 9. marts 1982 kl. 12:05.

JYLEXDATA er karakteriseret ved følgende attributter:

```
FILE FILE10(TITLE=(METNIK)JYLEXDATA,FAMILYNAME=JYLEXPack,
  KIND=DISK,MAXRECSIZE=102,BLOCKSIZE=5100,AREASIZE=200,
  NEWFILE=FALSE)
```

JYLEXDATA kan da læses, record for record, som følger:

```
DIMENSION A(102)
:
:
READ(10)A
:
C eller
:
READ(10,NOREC)A      % NOREC ER RECORD-NUMMERET
:
:
```

Intentionally left blank

## APPENDIKS 2.

## KALIBRERING AF KOPANEMOMETRENE I JYLEX EKSPERIMENTET.

I det følgende skal der gøres rede for, hvilke kalibreringsformler der er benyttet ved omregning fra datalogger-udlæsning til vindhastighed. Kopanemometrene er af typen RISØ-70 (Absalon) med kulfiberforstærket koparrangement, se Busch et al. (1979) for en nærmere beskrivelse.

## A2.1. Baggrund.

Kopanemometrene, 23 i alt, har i JYLEX eksperimentet været i drift fra marts 1982 til september 1984, kun afbrudt af korte perioders nedtagning for servicering og kalibrering. Der blev ikke udført kalibrering af anemometrene inden eksperimentets start i marts 1982. I slutningen af august 1983 blev alle anemometrene demonteret og hjemtaget til kalibrering i vindtunnel. Kalibreringen, herefter kaldet kalibrering 1, blev udført i en åben vindtunnel på DIA, og omfattede 21 anemometre. Efter kalibreringen genmonteredes anemometrene i september 1983, og kørte uafbrudt til september 1984, hvor JYLEX eksperimentet blev afsluttet. Efter eksperimentet blev anemometrene påny kalibreret, kalibrering 2, denne gang i cirkulations-vindtunnel på Skibsteknisk Laboratorium.

Sideløbende med kalibreringen af JYLEX kopanemometrene har der, på foranledning af Afdelingen for Meteorologi og Vindenergi, været foretaget en mere omfattende undersøgelse af fejlkilderne ved kopanemometerkalibrering i vindtunnel. Denne undersøgelse (Skibsteknisk Laboratorium, 1984; Højstrup, 1984) har som mulige fejlkilder inddraget: forskelle i pitotrør og mikromanometre, vindhastighedens konstans og turbulensen i måletværsnittet og i

forskellige måletværsnit, status af kalibreringsprogrammel, samt forskelle mellem forskellige vindtunneller; her åben vindtunnel (DIA), cirkulationsvindtunnel (SL) og grænselagsvindtunnel (SL). De undersøgte kopanemometre er af samme type som dem anvendt i JYLEX eksperimentet, ligesom en del af instrumenteringen iøvrigt.

Denne undersøgelses kvantificering af forskellene mellem forskellige kalibreringsprocedurer og -instrumenter, viser at kalibrering 1 er behæftet med fejl, først og fremmest hidrørende fra forskelle mellem vindtunnellerne; men også fra fejl i manometerkalibreringer og beregningsprogrammel. De øvrige nævnte fejlkilder er i denne forbindelse negligeble. Disse resultater er udnyttet ved bestemmelse af kalibreringsformlerne for kalibrering 2, der således antages at angive den mest korrekte omregning mellem koppernes vinkelhastighed (frekvens) og luftens strømningshastighed.

Vindhastighedsmålingerne i JYLEX eksperimentet er løbende blevet konverteret fra målte frekvenser i Aanderaa 10-bit format, til vindhastigheder i m/s; samt kvalitetskontrolleret ved visuel inspektion af de udtegnede tidsserier (G. Jensen, pers. medd.). Herefter er målingerne samlet i een datafil, JYLEXDATA. Vindhastighederne, som de foreligger i JYLEXDATA, er beregnet som følger: før august 1983 er omregningen udført med en fælles kalibreringsformel for alle anemometrene; efter dette tidspunkt, og indtil eksperimentets afslutning, med de individuelle kalibreringsformler, der opnåedes ved kalibrering 1. På baggrund af de senere indhøstede erfaringer er der således behov for en korrektion af samtlige vindhastighedsmålinger i JYLEXDATA.

En sammenligning af resultaterne fra de to kalibreringer vil desuden, under hensyntagen til den ovenfor omtalte detailundersøgelse, kunne belyse kopanemometrenes "kvalitet", herunder kalibreringernes stabilitet som funktion af drifttiden.

## A2.2. Korrektion af vindhastighedsmålingerne.

Som kalibreringsformel benyttes et lineært udtryk i koppernes frekvens (Busch et al., 1979)

$$U = A \cdot F + B \quad (1)$$

hvor  $F$  er kopfrekvensen og  $A$  og  $B$  er konstanter, der bestemmes ved kalibreringen. (1) kan også skrives som

$$U = a \cdot N + b \quad (2)$$

hvor  $N$  er datalogger-udlæsningen,  $a = A \cdot 32/600$  og  $b = B$ ; hvilket er det udtryk der benyttes i det følgende. I figur A2.1 er vist kalibreringskurven for et enkelt af kopanemometrene.

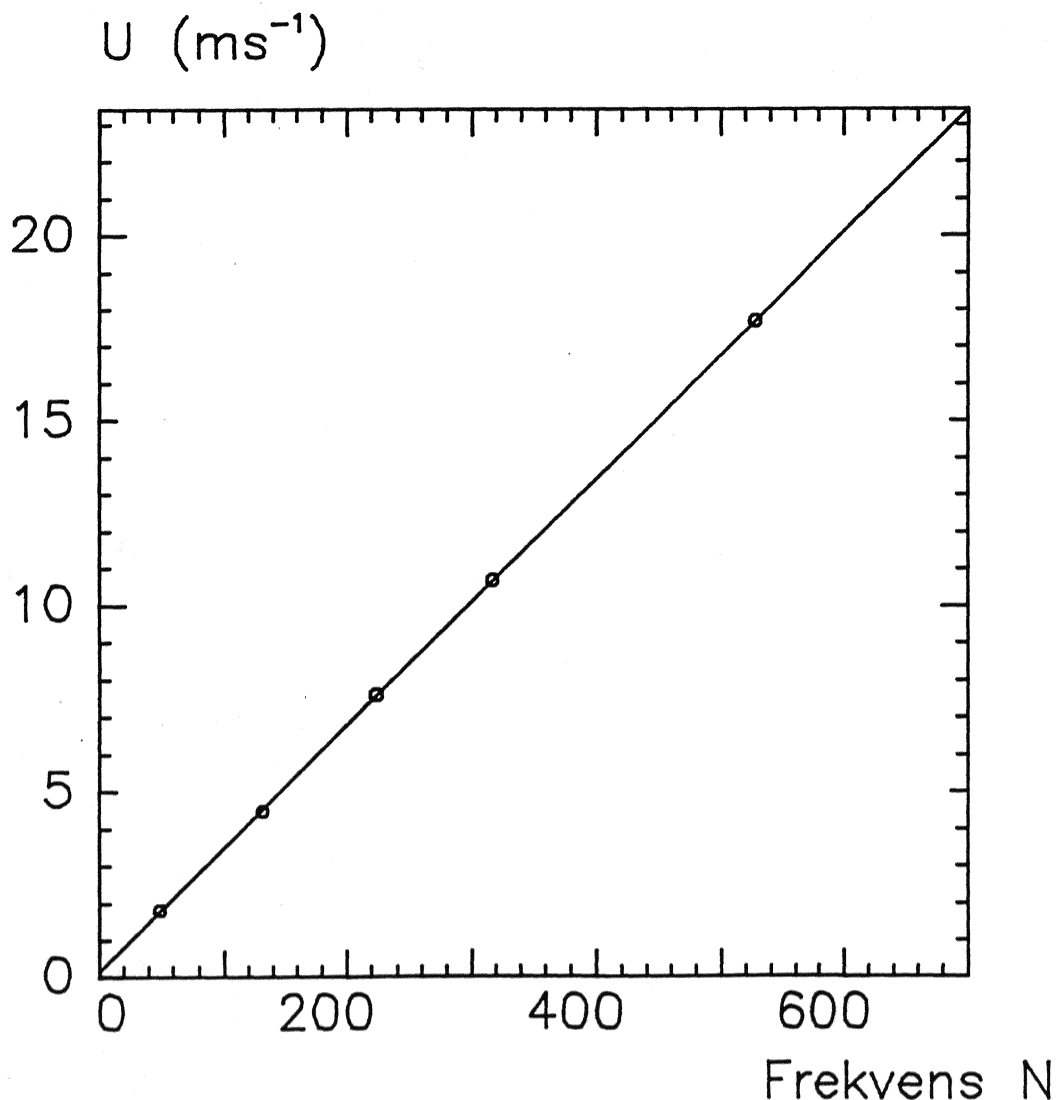


Fig. A2.1. Sammenhæng mellem dataloggerudlæsning  $N$  og vindhastighed  $U$  for kopanemometer no. 100.



Tabel A2.1 angiver de fundne konstanter  $a$  og  $b$ , for de 18 kopanemometre der er målt på i begge kalibreringer (hhv. indeks 1 og 2). Konstanterne svarer til vindhastigheder i cm/s.

Med henvisning til tabel A2.1 gøres følgende iagttagelser:

- middelkalibreringens ændring fra forsøg 1 til 2, er -3.3 pct. på hældningen af kurven, og -11 cm/s på interceptet (den teoretiske starthastighed).
- variationen i hældningskoefficienterne,  $a$ , for de 18 anemometre, er meget lille indenfor samme forsøg. Standardafvigelsen udgør hhv. 0.6 og 0.7 pct. af middelhældningen; den største afvigelse hhv. 1.6 og 1.9 pct. af middelhældningen.
- variationen i interceptet er noget større, idet standardafvigelsen udgør ca. 10 pct. af middelværdien.
- spredningen omkring middelværdien af  $a$  er praktisk taget ens for de to kalibreringer, og de enkelte anemometre udviser konsistens fra kalibrering 1 til 2, således at afvigelsen fra middelværdien i de fleste tilfælde har samme fortegn, omend ikke samme størrelse, fra kalibrering 1 til 2. Hvor fortegnet skifter, er afvigelsens numeriske værdi i alle tilfælde lille.
- spredningen omkring middelværdien af  $b$  er ligeledes praktisk taget ens fra den første kalibrering til den anden. Der gælder ikke den samme konsistens som for  $a$ ; bemærk dog størrelsesordenen. Indflydelsen af dette led aftager med stigende vindhastighed, og det vil kun være betydningsfuldt ved små vindhastigheder.

Med henblik på at opstille et skema for korrektion af vindhastighederne, gøres derfor den antagelse, at ændringen i middelkalibreringen fra 1 til 2 kan tilskrives de forskellige eksperimentelle betingelser og førnævnte fejlkilder, mens afvigelsen mellem det enkelte anemometers kalibrering og middelkalibreringen - for begge forsøg - tilskrives anemometrets

Tabel A2.1. Kalibreringer af kopanemometre.

No.	a1	b1	a2	b2	a1-a1m	a2-a2m	b1-b1m	b2-b2m	a(1-2)	b(1-2)	[pct]	a(ny)	b(ny)
100	3.4200	28.00	3.3210	16.00	-0.0232	-0.0114	-0.78	-1.39	-0.0118	0.61	99.7	3.3100	16.92
101	3.4540	30.00	3.3560	14.00	0.0108	0.0236	1.22	-3.39	-0.0128	4.61	99.6	3.3429	18.13
103	3.4640	26.00	3.3480	17.00	0.0208	0.0156	-2.78	-0.39	0.0052	-2.39	100.1	3.3526	15.71
105	3.4460	32.00	3.3440	17.00	0.0028	0.0116	3.22	-0.39	-0.0088	3.61	99.7	3.3351	19.34
106	3.4430	26.00	3.3320	17.00	-0.0002	-0.0004	-2.78	-0.39	0.0002	-2.39	100.0	3.3322	15.71
107	3.4450	33.00	3.3490	17.00	0.0018	0.0166	4.22	-0.39	-0.0148	4.61	99.6	3.3342	19.94
110	3.4340	30.00	3.3110	20.00	-0.0092	-0.0214	1.22	2.61	0.0122	-1.39	100.4	3.3235	18.13
111	3.4360	25.00	3.3090	16.00	-0.0072	-0.0234	-3.78	-1.39	0.0162	-2.39	100.5	3.3255	15.11
112	3.4200	34.00	3.3260	18.00	-0.0232	-0.0064	5.22	0.61	-0.0168	4.61	99.5	3.3100	20.54
113	3.4310	28.00	3.3240	14.00	-0.0122	-0.0084	-0.78	-3.39	-0.0038	2.61	99.9	3.3206	16.92
115	3.4330	29.00	3.3080	18.00	-0.0102	-0.0244	0.22	0.61	0.0142	-0.39	100.4	3.3226	17.52
116	3.4970	31.00	3.3970	17.00	0.0538	0.0646	2.22	-0.39	-0.0108	2.61	99.6	3.3845	18.73
117	3.4490	27.00	3.3270	16.00	0.0058	-0.0054	-1.78	-1.39	0.0112	-0.39	100.3	3.3380	16.31
118	3.4630	26.00	3.3340	22.00	0.0198	0.0016	-2.78	4.61	0.0182	-7.39	100.5	3.3516	15.71
119	3.4440	28.00	3.3270	17.00	0.0008	-0.0054	-0.78	-0.39	0.0062	-0.39	100.2	3.3332	16.92
120	3.4020	31.00	3.3110	19.00	-0.0412	-0.0214	2.22	1.61	-0.0198	0.61	99.4	3.2925	18.73
121	3.4410	25.00	3.3010	23.00	-0.0022	-0.0314	-3.78	5.61	0.0292	-9.39	100.9	3.3303	15.11
124	3.4560	29.00	3.3590	15.00	0.0128	0.0266	0.22	-2.39	-0.0138	2.61	99.6	3.3448	17.52
avg	3.4432	28.78	3.3324	17.39	-0.0000	-0.0000	-0.00	-0.00	-0.0000	-0.00	100.0	3.3324	17.39
sdv	0.0200	2.64	0.0229	2.34									

Forskel mellem kalibrering 1 og kalibrering 2:

Slope -3.32 [pct]

Intercept -11.39 [cm/s]

Tabel A2.2

Kalibreringskonstanter, korrektionsfaktorer (kf) og korrektionsled (kl)

No.	a1	b1	a2	b2	kf(1)	kf(2)	kl(1)	kl(2)
100	3.4200	28.00	3.3210	16.00	0.9514	0.9711	-13.53	-11.19
101	3.4540	30.00	3.3560	14.00	0.9609	0.9716	-12.62	-15.15
102	3.4490	25.00	3.3380	15.00	0.9595	0.9678	-15.60	-9.20
103	3.4640	26.00	3.3480	17.00	0.9637	0.9665	-15.13	-8.13
105	3.4460	32.00	3.3440	17.00	0.9586	0.9704	-11.34	-14.05
106	3.4430	26.00	3.3320	17.00	0.9578	0.9678	-14.94	-8.16
107	3.4450	33.00	3.3490	17.00	0.9584	0.9721	-10.73	-15.08
108	3.4520	28.00	3.3410	17.00	0.9603	0.9678	-13.81	-10.10
109	3.4580	30.00	3.3470	18.00	0.9620	0.9679	-12.66	-11.04
110	3.4340	30.00	3.3110	20.00	0.9553	0.9642	-12.44	-8.93
111	3.4360	25.00	3.3090	16.00	0.9559	0.9630	-15.48	-8.08
112	3.4200	34.00	3.3260	18.00	0.9514	0.9725	-9.90	-15.07
113	3.4310	28.00	3.3240	14.00	0.9545	0.9688	-13.62	-13.13
115	3.4330	29.00	3.3080	18.00	0.9550	0.9636	-13.04	-9.94
116	3.4970	31.00	3.3970	17.00	0.9728	0.9714	-12.40	-13.11
117	3.4490	27.00	3.3270	16.00	0.9595	0.9646	-14.39	-10.04
118	3.4630	26.00	3.3340	22.00	0.9634	0.9627	-15.12	-3.03
119	3.4440	28.00	3.3270	17.00	0.9581	0.9660	-13.74	-10.05
120	3.4020	31.00	3.3110	19.00	0.9464	0.9733	-11.55	-11.17
121	3.4410	25.00	3.3010	23.00	0.9573	0.9593	-15.53	-0.98
122	3.4910	23.00	3.3790	14.00	0.9712	0.9679	-17.18	-8.26
123	3.4530	29.00	3.3420	18.00	0.9606	0.9679	-13.22	-10.07
124	3.4560	29.00	3.3590	15.00	0.9614	0.9719	-13.24	-13.19
avg	3.4470	28.39	3.3361	17.17	0.9589	0.9678	-13.53	-10.31

egenskaber, fx. aerodynamiske udformning, indre friktion etc. Med denne antagelse kan kalibrering 1 umiddelbart korrigeres på følgende måde

$$a(ny) = a * ( \langle a2 \rangle / \langle a1 \rangle ) \quad \text{og} \quad b(ny) = b * ( \langle b2 \rangle / \langle b1 \rangle ) \quad (3)$$

hvor  $a(ny)$  og  $b(ny)$  er korrigerede værdier for  $a$  og  $b$ . De to kalibreringer får således samme middelværdier for  $a$  og  $b$ , mens den oprindelige, målte variation bibeholdes; tabel A2.1. Forskellen mellem den korrigerede kalibrering 1 og kalibrering 2, dvs. driften i kalibreringerne hvis ovennævnte antagelse gælder, er under 1 pct.; undtaget for helt små vindhastigheder (Kolonnen (pct) er  $(a(ny)/a2)*100$ ).

På baggrund af ovenstående, samt tabel A2.1, må det konkluderes, at de omtalte kopanemometre er yderst stabile sensorer, hvis egenskaber kan reproduceres med små tolerancer, både i fabrikationsmæssig henseende, som i henseende til ændringen i kalibreringen for det enkelte anemometer, som funktion af driftstiden.

Vindhastighederne i JYLEXDATA kan nu korrigeres idet (2) giver

$$u(ny) = u(gl) * a(ny) / a(gl) + ( b(ny) - b(gl) * a(ny) / a(gl) ) \quad (4)$$

hvor  $u(ny)$  er den korrigerede hastighed  $u(gl)$ . Korrektionsfaktoren og korrektionsleddet er vist i tabel A2.2. De 5 anemometre der kun har været kalibreret i det ene eller andet forsøg, er inkluderet; konstanterne for disse anemometre er bestemt ved simpel forholdstalsregning, og benyttes ikke i korrektionen.

Korrektionen af vindhastighederne i JYLEXDATA udføres som følger:

- for perioden marts 1982 til august 1983 benyttes den korrigerede kalibrering 1. Dvs.  $a(ny)$ ,  $a(gl)$ ,  $b(ny)$  og  $b(gl)$  i (4) får følgende betydning (jvfr. tabel A2.1):  
 $a(ny) = a(ny)$ ,  $a(gl) = 3.479$ ,  $b(ny) = b(ny)$  og  $b(gl) = 32.0$ . Man kunne dog også argumentere for at bruge en fælles

kalibrering, dvs.  $a(ny) = 3.332$  og  $b(ny) = 17.0$ . Forskellen mellem denne og den løsning der er argumenteret for i det foregående, er gengivet i tabel A2.3, som hastighedsforskellen i cm/s ved forskellige vindhastigheder.

- for perioden september 1983 til september 1984 benyttes kalibrering 2, dvs. hastighederne korrigeres efter (4) med  $a(ny) = a_2$ ,  $a(gl) = a_1$ ,  $b(ny) = b_2$  og  $b(gl) = b_1$  (tabel A2.2). Under hensyntagen til usikkerheden ved kalibrering 1, er der ikke indført nogen (lineær) drift fra kalibrering 1 til 2.

Kopanemometrene på mast 3 er no. 120 (3 m), no. 110 (10 m) og no. 112 (24 m).

Tabel A2.3

Forskel i cm/s mellem f1lles og individuel kalibrering 1.

No.	N = 50	100	200	400	600	800	1000
100	-1	-2	-4	-9	-13	-18	-22
101	2	2	3	5	8	10	12
102	-2	-1	-1	1	2	3	4
103	-0	1	3	7	11	15	19
105	2	3	3	4	4	5	5
106	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
107	3	3	3	4	4	5	5
108	0	1	2	3	5	7	9
109	2	3	4	7	10	13	16
110	1	0	-1	-2	-4	-6	-7
111	-2	-3	-3	-5	-6	-7	-8
112	2	1	-1	-5	-10	-14	-18
113	-1	-1	-2	-5	-7	-9	-11
115	0	-0	-1	-3	-5	-7	-9
116	4	7	12	23	33	44	54
117	-0	-0	1	2	3	4	5
118	-0	1	3	7	10	14	18
119	-0	0	0	0	1	1	1
120	-0	-2	-6	-14	-22	-30	-38
121	-2	-2	-2	-3	-3	-3	-4
122	-1	2	6	16	25	34	44
123	1	2	3	4	6	8	10
124	1	2	3	6	8	11	13

Intentionally left blank

## APPENDIKS 3.

## TEMPERATURMÅLING OG STRÅLINGSSKÆRME.

## A3.1. Kalibrering af temperaturfølerne.

Måling af absolut og relativ temperatur, herunder bestemmelse af den vertikale temperaturgradient langs masten, er foretaget med pt-500 modstandstermometre fra fa. Aanderaa (type 1289 hhv. 1289A). Denne sensors måleområde går fra -44 C til +49 C, hvilket i forbindelse med dataloggerens deling af måleområdet i 10 binære step, giver en opløsningsevne på absoluttemperaturen på 0.1 C. Opløsningsevnen på differensmålinger angives at være bedre end 0.05 C (G. Jensen, pers. medd.). Temperaturfølerne er kalibreret før opsætningen ved, i isbad, at bestemme udlæsningen ved 0.0 C for hver føler. Kalibreringskurven for følerne er givet ved (Aanderaa Data Sheet 155N, 1979)

$$T = (A+a) + (B+b) N + c N^2 \quad (1)$$

hvor T er temperaturen (C), N er datalogger-udlæsningen, a, b og c er givne konstanter, og A og B kan bestemmes ved kalibrering eller der kan benyttes standard værdier (Aanderaa, 1979). Kalibreringskurven er således ikke fuldt bestemt ved et punkt; her benyttes en standard værdi for B, og A fastlægges ved målingen i isbadet. Kalibreringskurven har altså samme form, men forskelligt niveau for hver føler. Aanderaa (1979) angiver at (1), med standard konstanter, er nøjagtig indenfor  $\pm 0.25$  C, og indenfor  $\pm 0.1$  C med A og B bestemt ved kalibrering. For følerne i differensmålingerne er de tilsvarende tal  $\pm 0.15$  C og  $\pm 0.05$  C. Ved ovennævnte procedure opnås formodentlig resultater mellem de nævnte værdier. Mortensen (1982) fandt at standardafvigelsen på B for 15 følere af den beskrevne type udgjorde under 0.2 pct. af middelværdien.

Efter monteringen er der udført kontrolmålinger af sensorerne i isbad. Ydermere er kablerne fra de sensorer der indgår i differensmålingerne holdt i samme længde, for at eliminere effekten af forskellig modstand i disse (G. Jensen, pers. medd.). Temperaturfølernes højde over terrænoverfladen er bestemt indenfor 5 cm, og deres relative højde med centimeters nøjagtighed. Absoluttemperaturer bestemmes tidsmæssigt indenfor en scancyklus (  $< 50$  s ) og differens temperaturer momentant. Responstiden for disse temperaturfølere er omkring 1 min, afhængig af ventilationen.

Under de således givne omstændigheder er den betydeligste fejlkilde ved temperaturmålingen, indflydelsen af den strålingsskærm, der omgiver sensoren (Sparks, 1972). Der er derfor udført en undersøgelse af de anvendte strålingsskærme, med henblik på at vurdere deres egenskaber. De vigtigste resultater af denne undersøgelse er præsenteret i kapitel 4; i det følgende skal der gives en supplerende beskrivelse af strålingsskærmenes egenskaber, herunder deres indflydelse på temperaturstatistikken ved en given lokalitet.

### A3.2. Generelt.

Energibalancen for en temperatursensor fremkommer som summen af: et bidrag fra varmeledning langs sensorens kontaktflade med monteringsbeslaget i strålingsskærmen, et bidrag fra sensorens strålingsbalance med omgivelserne, samt et bidrag fra sensorens udveksling af fri varme med luften; ved ledning og konvektion. For at bestemme luftens temperatur nøjagtigt, skal de to førstnævnte bidrag gøres så små som mulige.

Under særlige omstændigheder kan kondensation på, og fordampning fra, sensorens overflade spille en rolle (Slob, 1978), ligesom advektionsfejl hidrørende fra masten og omgivelserne iøvrigt. (Slob, 1978; Gash & Stewart, 1975; Sparks, 1972). Disse forhold antages dog kun at have større indflydelse ved en mindre del af målingerne, fx. ved bestemte tidspunkter på året og døgnet eller ved bestemte vindretninger. Ligeledes antages det at

varmeledningen langs kontaktfladen er minimal. I middel vil fejlen ved temperaturmålingen derfor hovedsaglig stamme fra sensorens og strålingsskærmens strålingsbalance med omgivelserne.

Sensorens strålingsbalance med omgivelserne vil give anledning til for høje målte temperaturer, hvis den er positiv, og for lave temperaturer, hvis den er negativ. På grund af den døgnlige variation i strålingsbalancen, vil de positive temperaturanomallier typisk være en størrelsesorden større end de negative. Det kan vises (Szeicz, 1975), at afvigelsen,  $dT$ , fra luftens temperatur, som følge af den absorberede stråling, kan skrives som

$$dT = \frac{R \cdot d}{a \cdot k \cdot (ud/\nu)^n} \quad (2)$$

hvor  $R$  er den absorberede stråling pr. arealenhed af sensoren,  $d$  er den cylindriske sensors diameter,  $k$  er luftens varmekonduktivitet,  $u$  er ventilationshastigheden,  $\nu$  er luftens kinematiske viskositet og  $a$  og  $n$  er konstanter, der afhænger af ventilationens turbulens. Det følger af (1), at den strålingsbetingede fejl for en given sensor ( $d$ ) kan gøres mindre, enten ved at gøre strålingsafskærmningen mere effektiv, eller ved at øge ventilationshastigheden. Heraf fremgår også den umiddelbare fordel ved at indføre kunstig ventilation; omvendt kan man dog ikke slutte, at kunstig ventilation er en tilstrækkelig forudsætning for en god strålingsskærm (McTaggart-Cowan & McKay, 1976).

### A3.3. Strålingsskærme anvendt i JYLEX eksperimentet.

For at begrænse stationernes effektforbrug har det ikke været muligt at anvende kunstigt ventilerede strålingsskærme i JYLEX eksperimentet. Der er derfor anvendt to typer naturligt ventilerede strålingsskærme: en traditionel engelsk-hytte fra fa. Lambrecht; hvidmalet på begge sider, med dobbelte lameller, og delvis åben bund, og en skærm fra fa. Aanderaa (type 4011). Aanderaa skærmen er en lille cylindrisk plasticskærm (Melamin),



specielt konstrueret til de anvendte temperaturfølere. Skærmen er hvid på ydersiden af de dobbelte lameller og matsort på indersiden, og følger i sin konstruktion og materialevalg ret nøje de principper for design af strålingsskærme, der er opstillet af Thaller (1957). Opstillingen ved de fire master fremgår af kapitel 3.

Temperaturforskellen mellem engelsk-hytten og Aanderaa skærmen bestemmes direkte ved differensmåling og temperaturen i 2 m's højde bestemmes i en Aanderaa skærm monteret på masten. Sammenligningen (afsnit A3.5) bygger på data indsamlet i perioden marts 1982 til februar 1984, i alt 23 måneder, svarende til 100.000 10 minutters scan fra hver mast. Endvidere er der til brug for kalibrering af Lambrecht hårhygrometre, der er monteret i engelsk-hytterne, udført en række målinger af tør- og vådtemperatur med Assmann aspirationspsykrometer. Vi kan således dels sammenligne de to typer strålingsskærme med psykrometermålingerne (afsnit A3.4), dels sammenligne strålingsskærmene indbyrdes på grundlag af differensmålingerne (afsnit A3.5). Først vil vi dog kort omtale engelsk-hyttens egenskaber.

Engelsk-hytten har gennem mere end 100 år været, og er stadig, langt den mest udbredte strålingsskærm; som følge af dette har den opnået en status som 'reference' instrumentering. Sparks (1972) har givet en omfattende oversigt over tidligere undersøgelser af engelsk-hytten. Det fremgår af denne, at mens hyttens indflydelse på den målte temperatur er velbeskrevet, er årsagssammenhængen langt fra klarlagt i detaljer. Sparks (1972) karakteriserer engelsk-hytten således:

"... a screen of the Stevenson type has a number of defects. It overheats in bright sunshine, the magnitude of the error depends not only on the windspeed but also on the wind direction relative to the azimuth angle of the sun. ... The Stevenson screen has a lag which is highly dependent on the windspeed and which is probably too long in low windspeeds. Its louvers get wet in precipitation and then cool the air passing over them as the water evaporates. Finally it

is easily blocked by drifting snow and is not a good shield for radiation reflected from a snow surface."

Engelsk-hyttens karakteristik, som fundet af McTaggart-Cowan & McKay (1976) ved sammenligning med en kunstigt ventileret skærm, er vist i fig. A3.1, hvoraf dens tendens til at måle for høje temperaturer tydeligt fremgår.

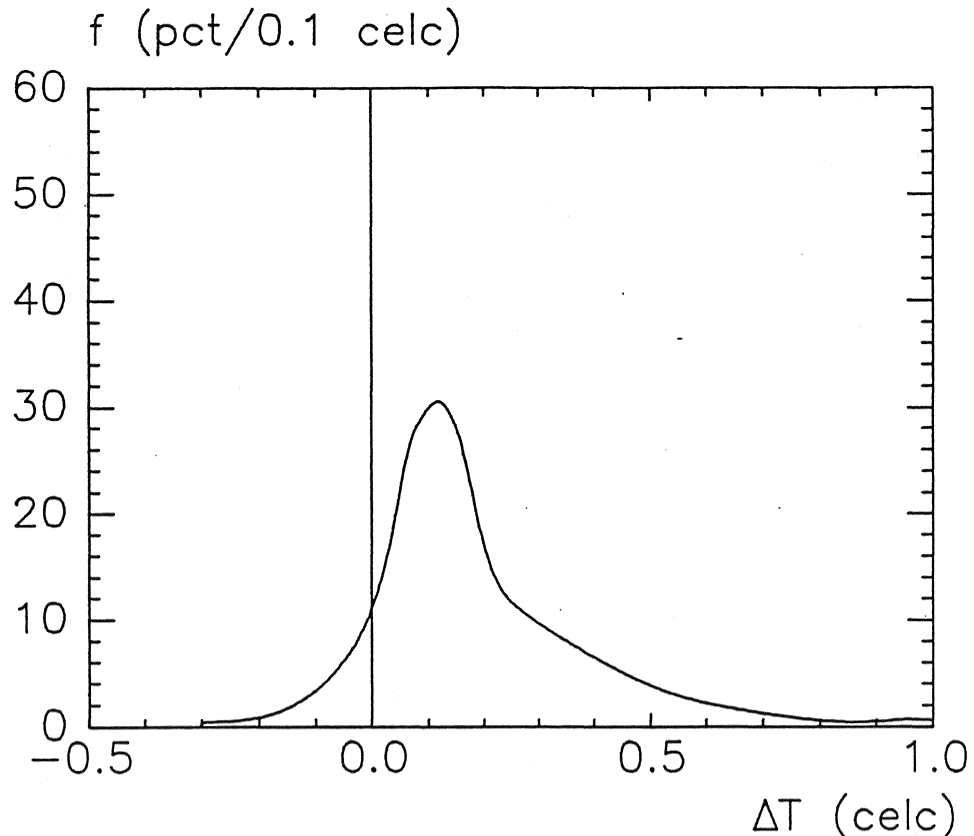


Fig. A3.1. Hyppighedsfordeling af temperaturforskellen mellem en engelsk-hytte og en ventileret skærm (AES Dual). Efter McTaggart-Cowan & McKay (1976).

#### A3.4. Sammenligning med psykrometer-målinger.

Psykrometermålingerne er foretaget i 2 m's højde ved den engelske hytte (uåbnet). Luftens temperatur, registreret med dataloggeren, måles ikke direkte i engelsk-hytten, men fremkommer ved addere temperaturen i strålingsskærmen på masten og temperaturforskellen mellem denne og engelsk-hytten. Denne temperatur vil dels afspejle hyttens egenskaber som

strålingsskærm, dels den forskel i temperatur, der måtte være mellem de to målesteder. Det førstnævnte forhold antages i middel at være det mest betydende. Et andet forhold der skal tages hensyn til, er de 86 psykrometermålingers uens fordeling på døgnet og året. Alle målingerne er foretaget i tidsrummet kl. 8 til kl. 17, med overvægt på eftermiddage (kl. 14-17,  $n=50$ ) i forhold til formiddage (kl. 8-11,  $n=10$ ) og midt på dagen (kl. 11-14,  $n=26$ ). Fordelingen på året er: forår (marts-maj,  $n=27$ ), sommer (juni-august,  $n=27$ ), efterår (september-november,  $n=21$ ) og vinter (december-februar,  $n=11$ ). Denne fordeling af måletidspunkter vil medføre relativt større vægt på strålingsskærmenes positive fejl. Resultatet af sammenligningen med psykrometermålingerne fremgår af fig. A3.2a-b og tabel A3.1.

I Aanderaa strålingsskærmen måles i middel den laveste temperatur efterfulgt af engelsk-hytten ( $+0.07$  C) og psykrometret ( $+0.15$  C). Dette gælder for alle 86 målinger under et, og for hver enkelt station. Det gælder endvidere for de fleste kombinationer af tid på døgnet og året. Bedømt ud fra disse målinger må både engelsk-hytten og Aanderaa skærmen betegnes som gode strålingsskærme, og det fremgår at psykrometermålingen formodentlig selv er behæftet med fejl, jvfr. Sparks (1972) og Slob (1978).

#### A3.5. Sammenligning af Aanderaa skærmen og engelsk-hytten.

Hyppighedsfordelingen af temperaturforskellen mellem Aanderaa skærmen og engelsk-hytten er afbildet i fig. A3.3a-d, og summeret i tabel A3.2. Fordelingen af  $dT$  er monomodal med et markant maksimum omkring  $0.0-0.05$  C, og i alle tilfælde skæv mod negative værdier af  $dT$ , dvs. hvor  $T_{\text{STEV}} > T_{\text{AAND}}$ . Middelværdien af  $dT$  er for hele perioden tæt på  $0.0$  C; for mast 1, 3 og 4 ca. 1 datalogger-enhed under  $0.0$  og for mast 2 ca. en enhed over  $0.0$ . Fig. A3.4 og A3.5 viser variationen af  $dT$  i middel gennem året og døgnet ved de 4 master. Det fremgår at der er en entydig - omend numerisk lille - variation af  $dT$ , både gennem året og døgnet, således at temperaturen i engelsk-hytten er højere om sommeren (april-september) og om dagen (kl. 9-18 DNT), og lavere

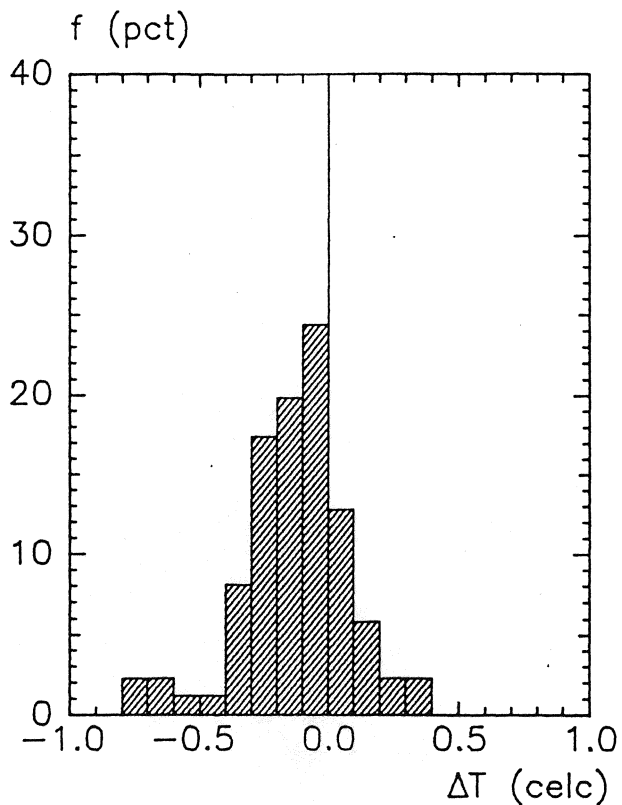


Fig. A3.2a. Temperaturforskel mellem engelsk-hytte og psykrometer.

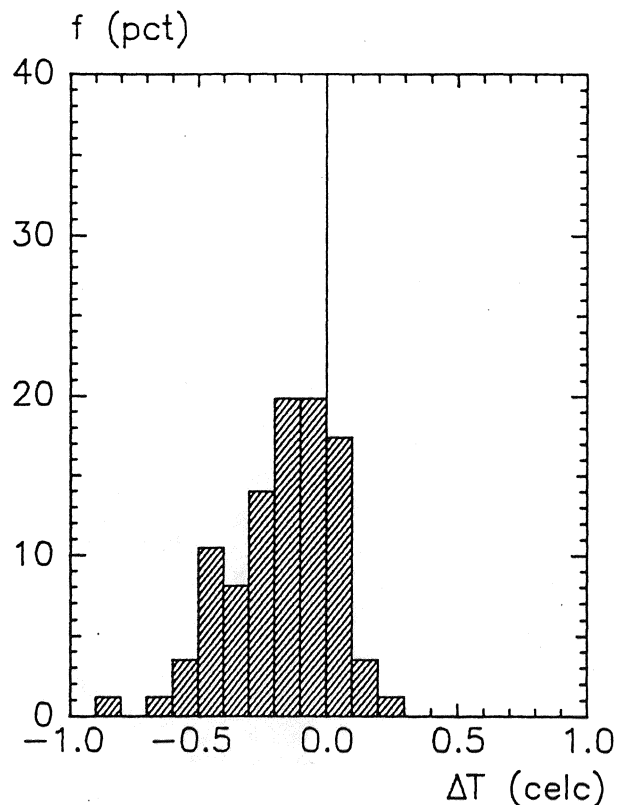


Fig. A3.2b. Temperaturforskel mellem Aanderaa skærm og psykrometer.

		Forår	Sommer	Efterår	Vinter	Middel
K1. 08-11	STEV	0.36	--	0.32	0.16	0.27
	AAND	0.33	--	0.10	0.20	0.23
K1. 11-14	STEV	0.22	0.11	0.16	0.25	0.16
	AAND	0.37	0.17	0.14	0.35	0.21
K1. 14-17	STEV	0.15	0.13	0.05	0.15	0.13
	AAND	0.30	0.24	0.04	0.13	0.22
Middel	STEV	0.19	0.12	0.13	0.19	0.15
	AAND	0.31	0.22	0.09	0.24	0.22

Tabel A3.1. Middelforskellen mellem T fra psykrometermålinger og T(STEV) hhv. T(AAND).

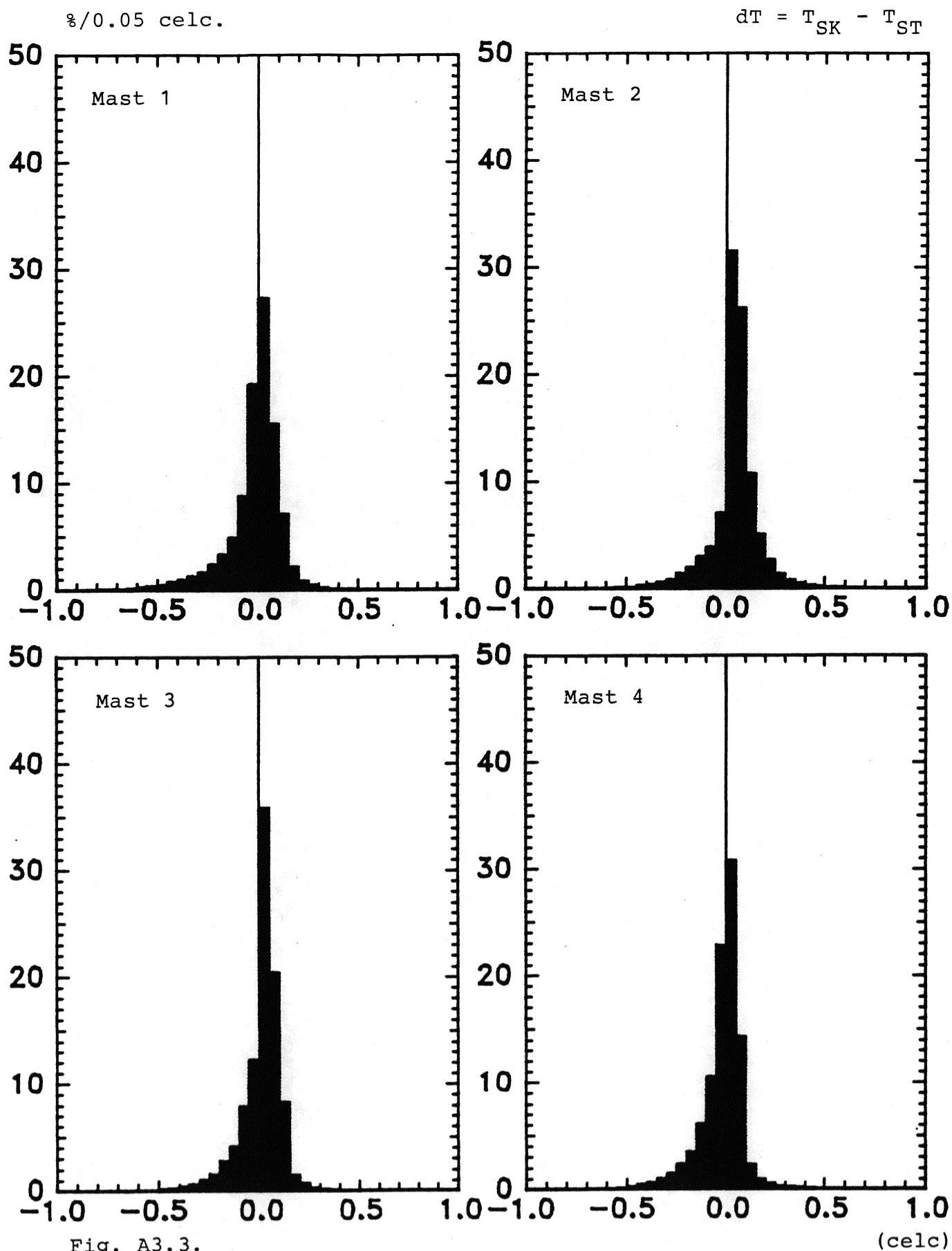


Fig. A3.3.

Hyppighedsfordeling af  $dT = T_{SK} - T_{ST} = T_{Aanderaa} - T_{Stevenson}$ .  
 Procent/0.05 celc. af 100.000 værdier.  
 Periode: marts 1982 - marts 1984.

	dT		dT	dT	f
Mast 1	-0.035	0.149	1.94	-1.95	98.2
Mast 2	0.043	0.136	1.85	-1.53	92.2
Mast 3	-0.012	0.115	2.22	-1.69	98.3
Mast 4	-0.037	0.124	1.58	-1.31	100.0

Tabel A3.2. Middelværdi og standardafvigelse af temperaturforskellen mellem Aanderaa skærmen og engelsk-hyttten, samt den største og mindste temperaturforskel.

om vinteren (december-februar). Hvorfor temperaturforskellen i middel er 1-2 datalogger-enheder højere ved mast 2, end ved de andre master, kan der ikke på dette tidspunkt gives en forklaring på. Det bemærkes dog, at variationen gennem året og døgnet nøje følger de andre master.

Fig. A3.6 viser dT's forløb gennem døgnet for 4 måneder i året ved mast 1. Forløbet er ikke principielt forskelligt ved de andre master. Fra solnedgang til solopgang, uanset årstiden, er temperaturforskellen mellem de to skærme lille,  $< 0.1$  C i middel. I løbet af dagen falder dT og der optræder et minimum omkring middag (kurven for juli ved mast 1 er i denne henseende lidt atypisk). dT er i middel indenfor  $\pm 0.1$  C i oktober og januar, mens dT falder til hhv.  $-0.2$  og  $-0.3$  C i april og juli. I april, juli og oktober optræder der et lokalt maksimum omkring 2-4 timer efter solopgang. Dette er også observeret ved de andre master, mest udpræget i juli måned.

Fig. A3.3 til A3.6 tyder på, sammenholdt med hvad vi ved om engelsk-hyttens egenskaber, at temperaturer målt i Aanderaa skærmen er tættere på den sande lufttemperatur end temperaturer målt i engelsk hytten; men viser også at dette næppe kan forventes at slå stærkt igennem på den klimatologiske temperaturstatistik. Dette er belyst i tabel A3.3 der angiver forskellen i månedlig middeltemperatur, middel minimumstemperatur og middel maksimumstemperatur. Middeltemperaturen er fundet som et simpelt aritmetrisk gennemsnit af 10-minutters værdierne i måneden, middel minimums- og maksimumstemperaturerne er beregnet på sædvanligvis vis (Meteorologisk Institut, 1982). Kun i forårs og sommermånederne

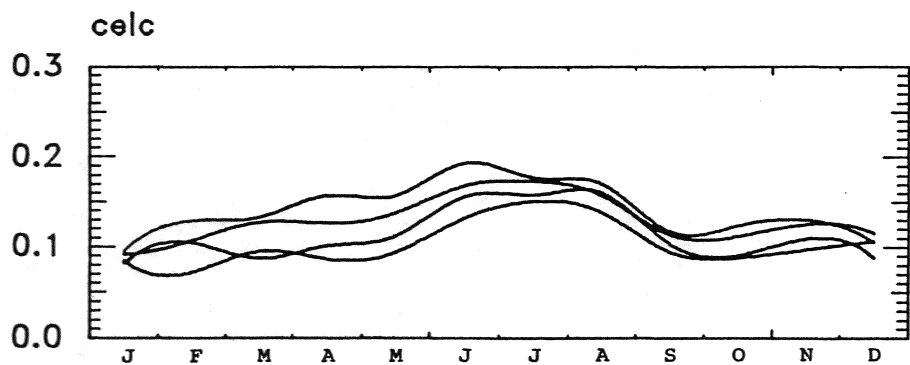
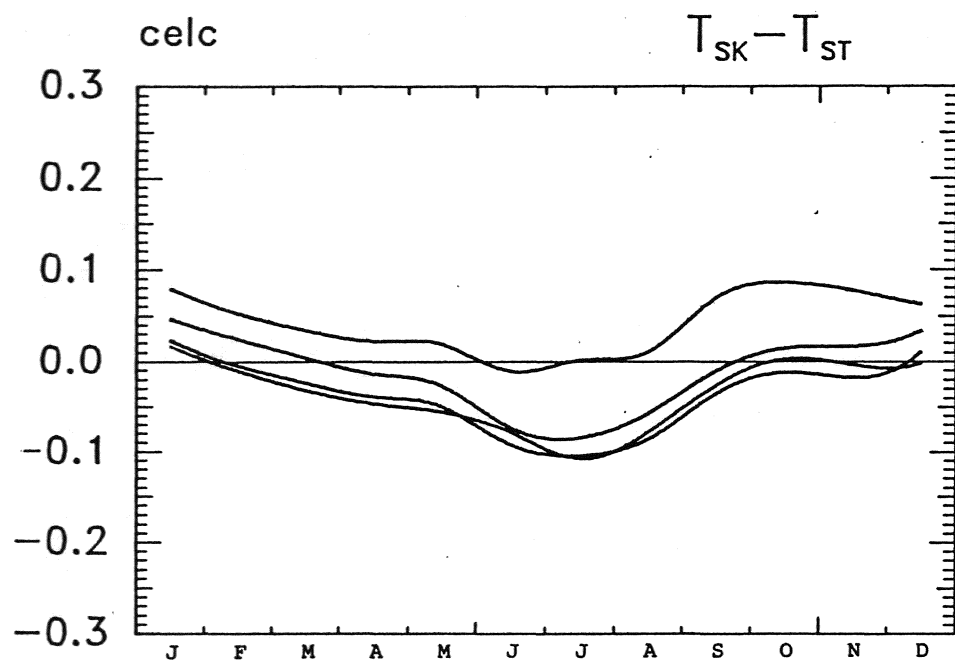


Fig A3.4.

Månedsmiddelværdier og standardafvigelse af  $dT = T_{SK} - T_{ST}$ , for mast 1 - 4. Periode: marts 1982 - marts 1984 (100.000 værdier))

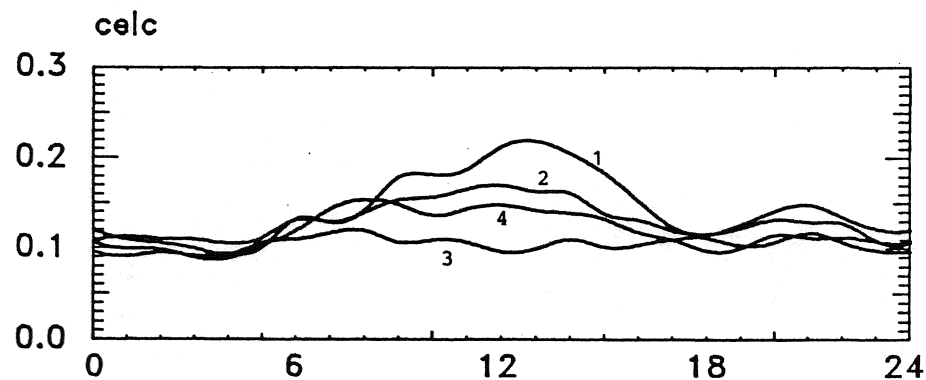
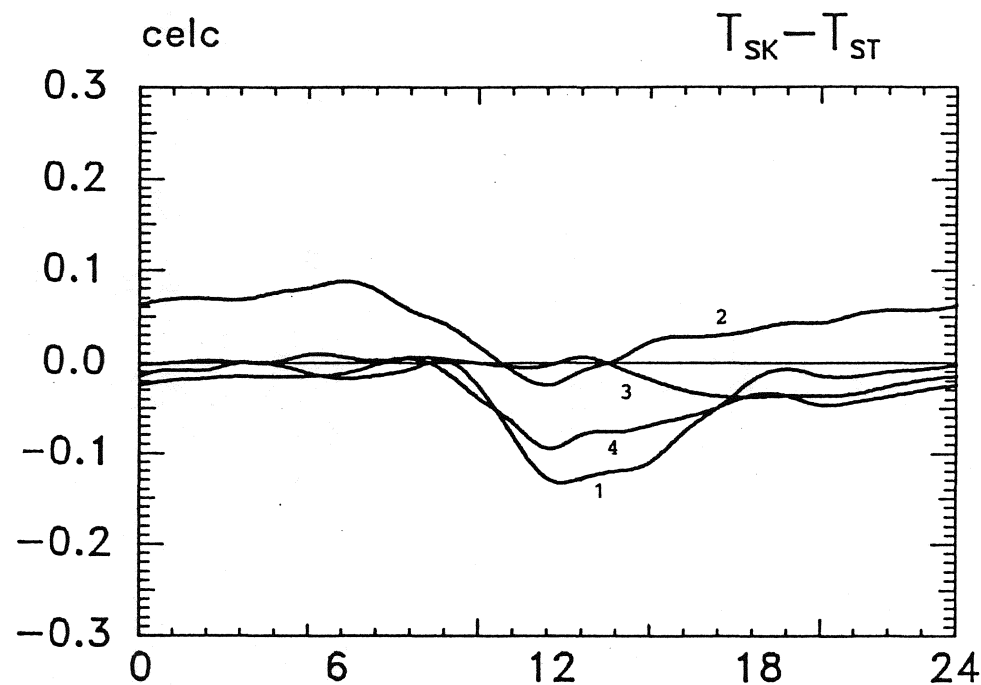


Fig. A3.5.

Time-middelværdier og standardafvigelse af  $dT = T_{SK} - T_{ST}$ , for mast 1 - 4. Periode: marts 1982 - marts 1984 (100.000 værdier).

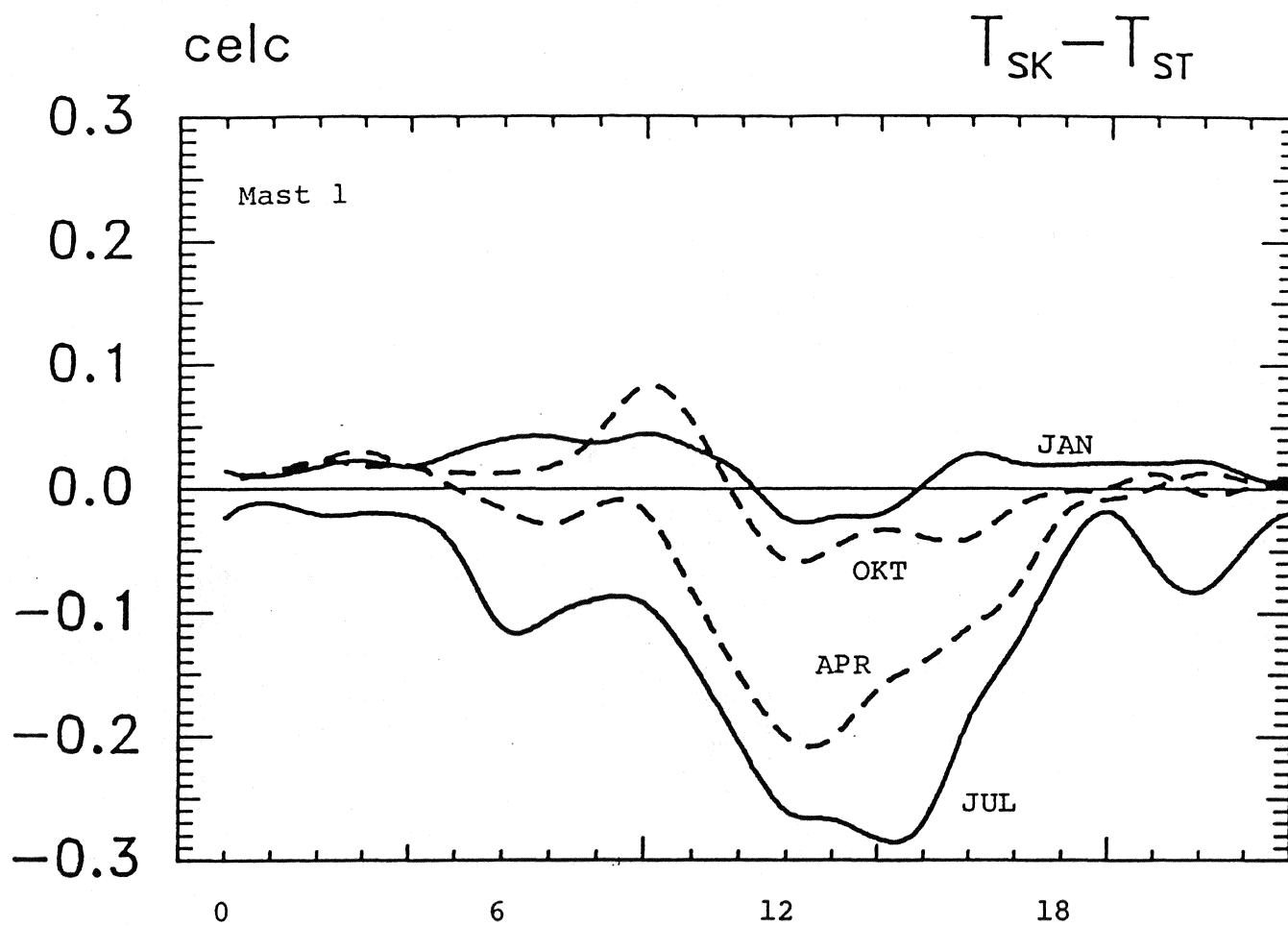


Fig. A3.6.

Time-middelværdier af  $dT = T_{SK} - T_{ST}$ , for mast 1 i januar, april, juli og oktober. Periode: marts 1982 - marts 1984 (100.000 værdier).

ville månedens middeltemperatur være angivet anderledes (med 1 decimal) og da 0.1 C lavere ved brug af Aanderaa skærmen. Både  $T_n$  og  $T_x$  er generelt højere målt i engelsk-hytten. For  $T_n$  er forskellen lille, højst 0.1 C, mens  $T_x$  er påvirket i højere grad: fra 0.0 C om vinteren til 0.3 C om sommeren.

Indflydelsen af strålingsskærmen på de absolutte minimums- og maksimumstemperaturer er også undersøgt og fundet neglignabel.



År	Måned	$T_m$	$dT_m$	$dT_n$	$dT_x$
1982	APR	6.0	-0.09	-0.05	-0.17
	MAJ	10.2	-0.10	-0.05	-0.22
	JUN	13.8	-0.13	-0.07	-0.28
	JUL	16.3	-0.13	-0.08	-0.23
	AUG	16.7	-0.07	-0.11	-0.19
	SEP	13.5	-0.04	-0.06	-0.12
	OKT	10.0	-0.01	-0.06	-0.02
	NOV	6.8	0.00	-0.03	-0.08
	DEC	3.2	0.00	-0.05	-0.01
Middel 1982		(10.7)	(-0.06)	(-0.06)	(-0.14)
1983	JAN	5.2	0.01	-0.03	-0.02
	FEB	-0.1	-0.02	-0.04	-0.07
	MAR	3.6	-0.01	-0.02	-0.04
	APR	6.5	-0.01	-0.01	0.00
	MAJ	10.0	-0.01	-0.03	0.01
	JUN	13.7	-0.03	-0.11	0.04
	JUL	16.8	-0.08	-0.07	-0.09
	AUG	15.8	-0.09	-0.03	-0.18
	SEP	13.0	-0.01	-0.03	-0.06
	OKT	10.0	0.02	-0.02	-0.04
	NOV	4.6	0.00	-0.11	-0.01
	DEC	2.2	-0.01	-0.06	0.04
Middel 1983		8.4	-0.02	-0.05	-0.03
1984	JAN	1.4	0.02	-0.03	0.01
	FEB	0.4	0.00	-0.02	0.00
	MAR	0.9	-0.02	-0.04	-0.04
Middel 2 år		(8.4)	-0.03	-0.05	-0.08

Tabel A3.3. Strålingsskærmens betydning for den klimatologiske temperaturstatistik. Se tekst for forklaring.

## APPENDIKS 4.

## KALIBRERING AF BAROMETER OG HYGROMETRE.

For at bestemme Bowen's forhold,  $\beta$ , givet ved

$$\beta = \frac{Q_H}{Q_E} = \frac{c_p}{\lambda} \frac{K_H}{K_E} \frac{\theta_2 - \theta_1}{q_2 - q_1} \quad (1)$$

behøver vi kun, idet  $K_H = K_E$  (Yaglom, 1977), at bestemme forskellen i temperatur og specifik fugtighed mellem to niveauer på masten. Luftens specifikke fugtighed er givet ved (se fx. Aslyng, 1976)

$$q = \frac{m_w}{m_a + m_w} = \frac{\epsilon e}{P - e(1-\epsilon)} \quad (2)$$

hvor  $m_w$  og  $m_a$  er massen af hhv. vanddamp og luft,  $e$  og  $P$  er det aktuelle damptryk og luftens totale tryk, og  $\epsilon$  er forholdet mellem molvægtene af vanddamp og atmosfærisk luft (0.622). Det aktuelle damptryk,  $e$ , kan findes fra den relative fugtighed,  $R_h$ , som

$$e = e_m * R_h / 100 \quad (3)$$

Givet lufttrykket samt den relative fugtighed og temperaturen i to niveauer kan bestemmes af (1) ved anvendelse af (2) og (3). Mætningsdamptrykket,  $e_m$ , ved temperaturen  $T$  bestemmes efter Lowe (se Sargent, 1980).

Lufttrykket samt de relative fugtigheder i 2 m og 22.4 m måles direkte ved mast 4, men foreligger indtil videre kun som datalogger-udlæsninger i JYLEXDATA. Med henblik på kalibrering af sensorerne er der foretaget en række målinger af lufttrykket med et Zambra præcisionsbarometer, samt målinger af tør- og vådtemperatur med et Assmann aspirationspsykrometer ved de 4 master (G. Jensen, pers. medd.). Ved at sammenligne disse

målinger med de samtidige udlæsninger fra de tilsvarende sensorer kan vi bestemme in situ kalibreringerne for disse.

#### A4.1. Lufttryk.

Lufttrykket måles med et YSI-SOSTMAN (Model 2014) aneroid barometer, der er monteret i skuret med dataloggeren. Barometrets respons er en lineær (indenfor 0.3 pct af måleområdet: 948 - 1083 mb ) funktion af lufttrykket og opløsningen er ca. 0.2 mb. Sammenhængen mellem lufttryk, bestemt med præcisionsbarometer og korrigeret for drift, og udlæsningen fra YSI barometret er vist i fig. A4.1. Lufttrykket fra YSI barometret beregnes af den lineære relation

$$P = 0.1687 \cdot N + 905.5 \quad (\text{mb}) \quad (4)$$

Standardafvigelsen på P er 0.23 mb.

#### A4.2. Relativ fugtighed.

Luftens relative fugtighed måles med hårhygrometre fra fa. Lambrecht (Nr. 800-L-100). Hygrometrene er lineariserede og opløsningsevnen er ca. 0.1 pct. Nøjagtigheden angives at være +- 2.5 pct. ved regelmæssig regeneration. Hygrometrene er monteret i strålingsskærme på masten, hhv. 2 m og 22.4 m over terrænoverfladen.

Den relative fugtighed bestemmes ud fra psykrometermålingerne ved (Sargent, 1980)

$$Rh = (e_w - 0.677(T - T_w)) \frac{100}{e_m} \quad (5)$$

hvor  $e_w$  og  $e_m$  er mætningsdamptrykkene ved hhv. vådtemperaturen  $T_w$  og luftens temperatur  $T$ . Luftens mætningsdamptryk beregnes efter Lowe.

Sammenhængen mellem den relative fugtighed bestemt fra psykrometermålingerne og udlæsningen fra hygrometrene i 2 m højde ved mast 3 og 4 er vist i fig. A4.2.

Den relative fugtighed findes udfra relationerne

$$\text{Mast 3: } Rh = 0.107 * N - 8.7 \quad (\text{pct}) \quad (6)$$

$$\text{Mast 4: } Rh = 0.117 * N - 14.9 \quad (\text{pct}) \quad (7)$$

Hygrometret i toppen af mast 4 er ikke kalibreret på den beskrevne måde, og her benyttes en kalibreringsformel på basis af alle målingerne ved mast 3 og 4. Målingerne af relativ fugtighed ved mast 1 og 2 er ikke inddraget da vi må forvente, at disse er influeret af havets nærhed og en dermed følgende kontaminering af sensorerne med salt. Omregningen mellem N og relativ fugtighed for hygrometret i 22.4 m på mast 4 bliver da

$$Rh = 0.112 * N - 11.5 \quad (\text{pct}) \quad (8)$$

Standardafvigelsen på Rh i (8) er 2.4 pct. Kalibreringsformlen (8) er vist i fig. A2.4.

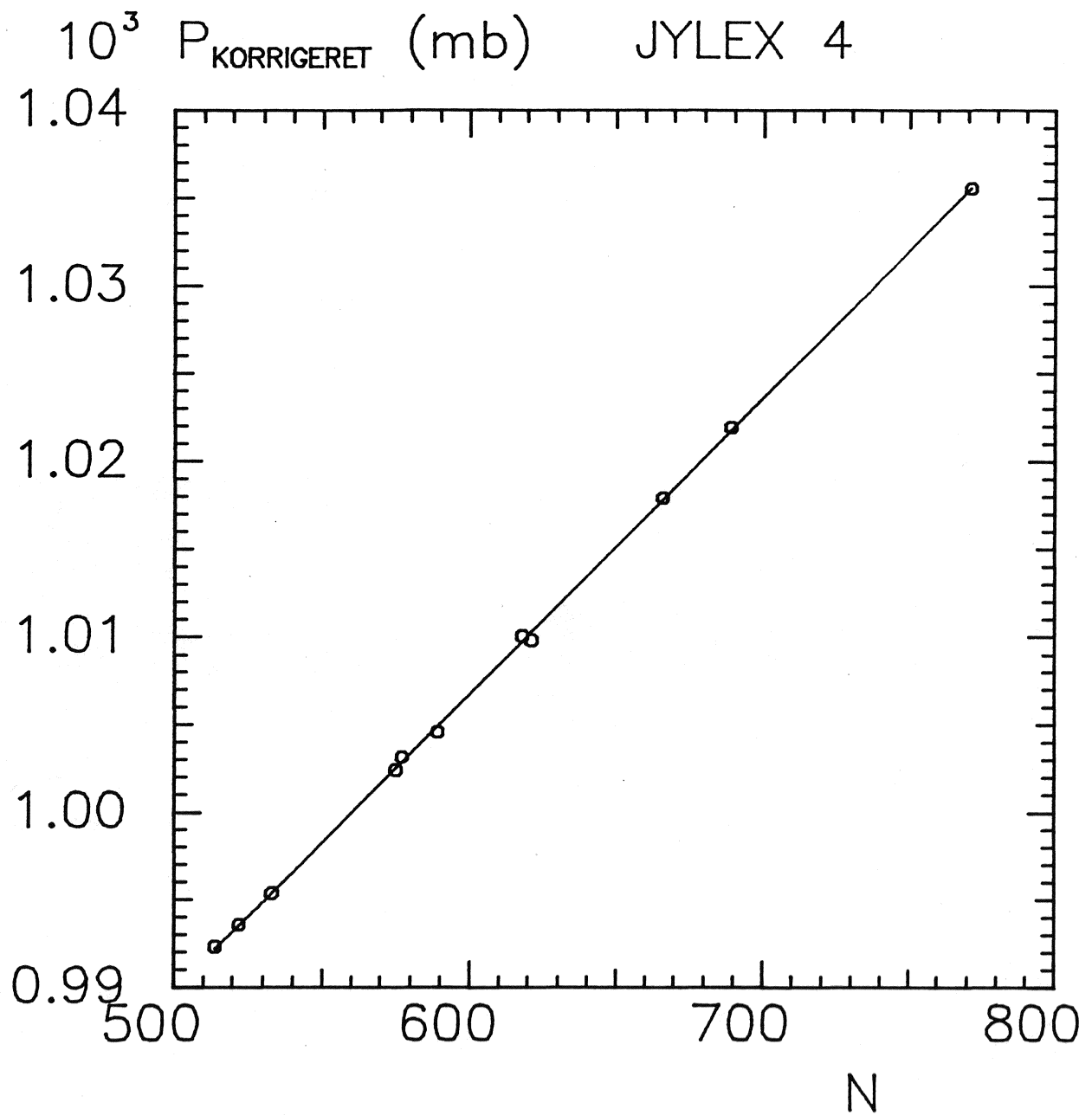


Fig. A4.1. Kalibreringskurve for YSI barometer.

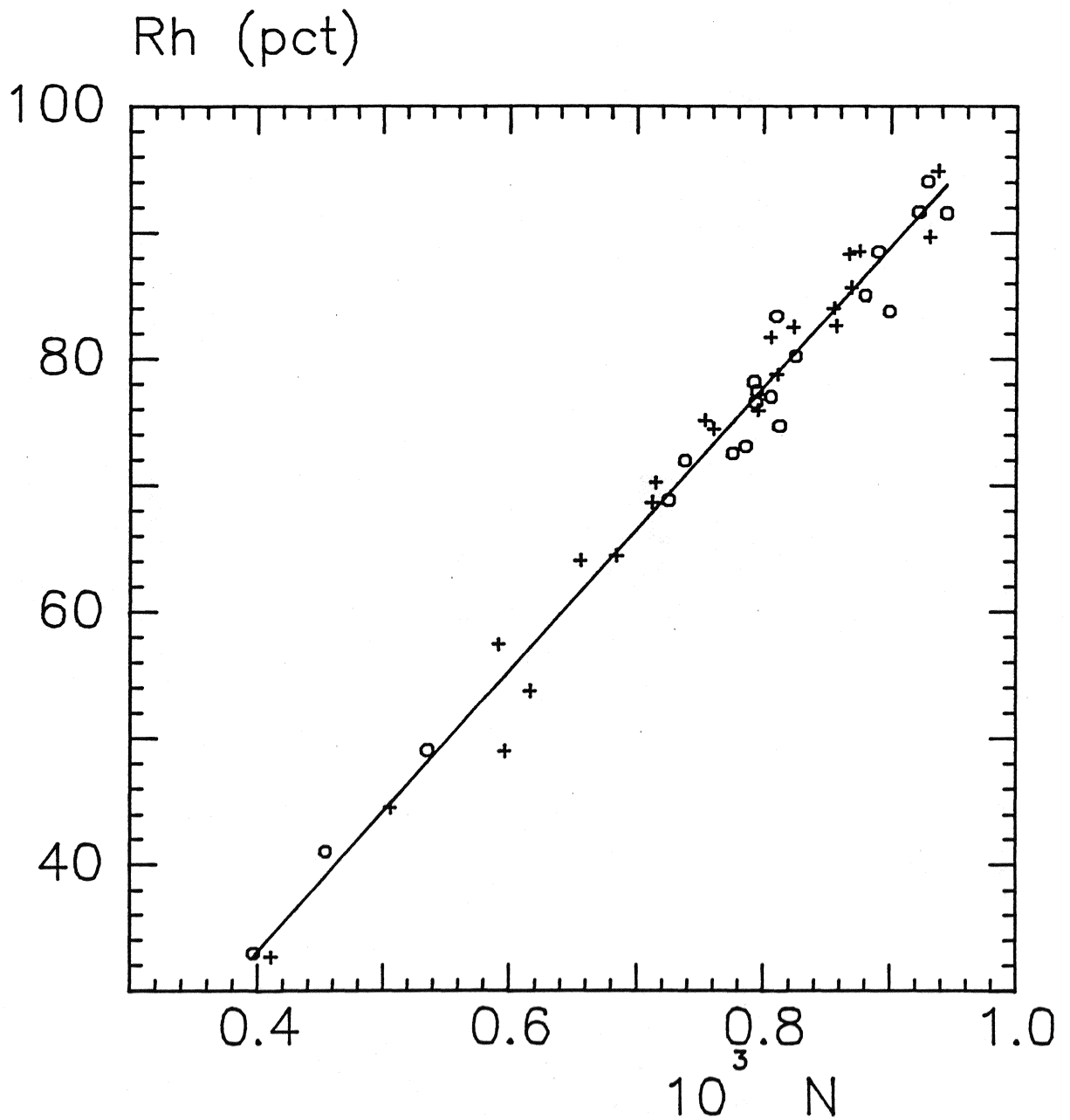


Fig. A4.2. Kalibreringskurve for Lambrecht hårhygrometre. o: Jylex mast 3. +: Jylex mast 4. Linien svarer til (9).

Intentionally left blank